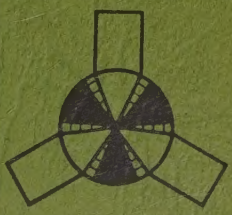
Die Bedeutung der Riesenresonanzen bei hadron- und müoninduzierter Spaltung

Inaugural - Dissertation
zur
Erlangung der Doktorwürde
der
Hohen Mathematisch-Naturwissenschaftlichen Fakultät
der
Rheinischen Friedrich-Wilhelms-Universität
zu Bonn

vorgelegt von
Johannes Hartfiel
aus Bonn

INSTITUT FÜR STRAHLEN - UND KERNPHYSIK
DER UNIVERSITÄT BONN



Bonn 1985

Die Bedeutung der Riesenresonanzen bei hadron- und müoninduzierter Spaltung

Inaugural - Dissertation
zur
Erlangung der Doktorwürde
der
Hohen Mathematisch-Naturwissenschaftlichen Fakultät
der
Rheinischen Friedrich-Wilhelms-Universität
zu Bonn

vorgelegt von
Johannes Hartfiel
aus Bonn

INSTITUT FÜR STRAHLEN - UND KERNPHYSIK
DER UNIVERSITÄT BONN

Bonn 1985

gefertigt mit Genehmigung der

Mathematisch-Naturwissenschaftl.
Fakultät der Universität Bonn

1.Referent Prof.Dr.P.David
2.Referent Prof.Dr.T.Mayer-Kuckuk

Institut für Strahlen- und Kernphysik
der Universität Bonn

Tag der mündlichen Prüfung:

24.6.1985

Gliederung

		Seite
I.	Zusammenfassung	5
II.	Einleitung	10
III.	Die Spaltwahrscheinlichkeit von ^{238}U im Anregungsbereich von 5 bis 37 MeV	18
III.1	Experimenteller Aufbau	18
III.2	Auswertung der Rohdaten	20
III.3	Auswertung der Koinzidenzspektren	22
III.4	Die Spaltwahrscheinlichkeit bis zur B_{nf}-Schwelle	34
III.5	Die Spaltwahrscheinlichkeit der isoskalaren Riesenresonanzen im Anregungsbereich von 6 bis 15 MeV	36
III.6	Die Spaltwahrscheinlichkeit oberhalb der B_{nf}-Schwelle	41
IV.	Untersuchung der müoninduzierten Spaltung von Aktinidenkernen	48
IV.1	Einführung	48
IV.2	Experimenteller Aufbau	58
IV.3	Auswertung der Zeitspektren	61
IV.4	Vergleich der Ergebnisse zur Müonlebensdauer	79
V.	Verzögerte Spaltung	89
V.1	Müonabsorption aus dem 1s-Orbital	89
V.2	Anregungsenergieverteilung nach Müoneinfang	102
V.3	Verzögerte Spaltwahrscheinlichkeit nach Müoneinfang	107
V.4	Vergleich der gemessenen p/d-Verhältnisse	112
VI.	Prompte Spaltung	117
VI.1	Die Wahrscheinlichkeit für strahlungslose Übergänge nach Müoneinfang	117
VI.2	Die reduzierte Spaltwahrscheinlichkeit des strahlungslosen Übergangs $3d \longrightarrow 1s$	126
VI.3	Die Spaltwahrscheinlichkeit der strahlungslosen Übergänge $2p \longrightarrow 1s$	131
VI.4	Die prompte Spaltwahrscheinlichkeit von ^{232}Th, ^{237}Np, ^{242}Pu und ^{244}Pu	142
VI.4.1	Die prompte Spaltwahrscheinlichkeit von ^{237}Np	143

		Seite
VI.4.2	Die prompte Spaltwahrscheinlichkeit von ^{232}Th	147
VI.4.3	Die prompte Spaltwahrscheinlichkeit von ^{242}Pu und ^{244}Pu	152
VII.	Spaltisomere	159
VII.1	Änderung des Eigenschaften des Formisomers von ^{238}U	159
VII.2	Änderung der Eigenschaften der Formisomere von ^{237}Np, ^{242}Pu und ^{244}Pu	166
VII.2.1	Das Formisomer von ^{237}Np	166
VII.2.2	Die Formisomere von ^{242}Pu	168
VII.2.3	Das Formisomer von ^{244}Pu	170
VIII.	Literaturverzeichnis	173

Kapitel I. Zusammenfassung

Im ersten Teil der Arbeit wird die Spaltwahrscheinlichkeit von ^{238}U mit Hilfe der Reaktion ^{238}U $(\alpha,\alpha'f)$ bei einer Einschußenergie von 480 MeV und einem Streuwinkel $\Theta_{\alpha'}$ von 3,4° untersucht. Die gemessene Spaltwahrscheinlichkeit für ^{238}U stimmt im Anregungsenergiebereich von 7 bis 37 MeV mit den Ergebnissen von Morsch et al. (Mors 82) gut überein.

Im gemessenen Spektrum der inelastisch gestreuten α-Teilchen findet man eine starke Resonanz im Anregungsenergiebereich von 8 bis 13 MeV. Der Schwerpunkt der Resonanz liegt bei 11 MeV. Ihre Breite beträgt 4,5 MeV. Diese Resonanz setzt sich aus mindestens drei Multipolaritäten zusammen (Boni 84).

Die Entfaltung der einzelnen Anteile der verschiedenen Multipolaritäten an der gefundenen Resonanz ist nicht möglich, da keine Abhängigkeit der Form der Resonanz vom Streuwinkel vermessen werden konnte. Auch der Vergleich mit den Ergebnissen anderer Messungen kann nicht weiterhelfen, da die in der Literatur angegebenen Werte für die Resonanzparameter für L=0,2,4 sehr voneinander abweichen. Die gemessene Spaltwahrscheinlichkeit steigt im Anregungsenergiebereich von 10 bis 37 MeV von 0,18 auf 0,32. Dieses Ergebnis steht im Gegensatz zu Ergebnissen der Photospaltung von ^{238}U (Veys 73, Cald 80, Ries 84) und theoretischen Berechnungen, die eine Spaltwahrscheinlichkeit von 1,0 bei 40 MeV finden.

In Übereinstimmung mit der Messung von Decowski et al. (Deco 84) läßt sich die geringe Spaltwahrscheinlichkeit bei hohen Anregungsenergien wiefolgt erklären:
Die dem Kern durch die (α,α')-Reaktion zur Verfügung gestellte Anregungsenergie wird vom Kern nicht vollständig in Anregungsenergie des Compoundkerns umgesetzt. Der Kern gibt einen erheblichen Teil der angebotenen Energie durch Emission direkter oder precompoud Nukleonen ab.

Die geringe Spaltwahrscheinlichkeit von 0,32 bei 37 MeV Anregungsenergie deutet auf eine Anregungsenergie des Compoundkerns von

nur 12 bis 16 MeV hin. Bei Photoabsorption einer Energie von 40 MeV beträgt die Anregungsenergie des Compoundkerns hingegen mehr als 30 MeV (Lepr 82). Das erklärt auch die gute Übereinstimmung zwischen den theoretischen Berechnungen und der gemessenen Spaltwahrscheinlichkeit für Photospaltung (Ries 84).

Im zweiten Teil der Arbeit wird die müoninduzierte Spaltung von ^{235}U, ^{238}U, ^{237}NP, ^{242}Pu und ^{244}Pu untersucht.

Dabei werden beide Spaltfragmente in Koinzidenz durch zwei Oberflächensperrschichtdetektoren nachgewiesen. Dadurch wird es erstmals möglich, die Massenverteilung und kinetische Energie der Spaltfragmente zu messen. Die Diskussion der Massen- und Energieverteilung der Spaltfragmente ist Hauptbestandteil der Dissertation von Janszen (Jans 83) und von v.Mutius (Muti 85).

In der hier vorliegenden Arbeit werden die Zeitspektren $t(\mu^-,f)$, d.h. die Zeit, die zwischen Einfang des Müons am Atom und der nachfolgenden Spaltung vergeht, diskutiert. Durch Entfaltung der gemessenen Zeitspektren $t(\mu^-,f)$ erhält man das Intensitätsverhältnis der prompten zu verzögerten Spaltung (p/d) und die Lebensdauer des Müons im 1s-Orbital(τ).In der Tabelle I.1 sind die Ergebnisse für alle untersuchten Nuklide zusammengefaßt.

Tabelle I.1 Lebensdauer des Müons im 1s-Orbital (τ) und das Intensitätsverhältnis von prompter zu verzögerter Spaltung (p/d).

Nuklid	Lebensdauer (ns)	p/d-Verhältnis (%)
^{235}U	75,0±1,0 *	14,5±1,0 *
^{238}U	78,6±0,6	9,5±0,5
^{237}Np	69,8±0,2	29,5±0,2
^{242}Pu	75,3±0,4	20,8±0,5
^{244}Pu	78,2±0,4	26,3±0,6

* statistischer Fehler

Die hier gefundenen Werte für die Lebensdauer τ stehen in guter Übereinstimmung mit Literaturwerten. Das Nuklid ^{244}Pu wurde zum

ersten Mal überhaupt nachgewiesen.

Die gemessenen p/d - Verhältnisse liegen höher als die Werte in der Literatur. Das liegt einerseits an einer besseren Zeitauflösung dieser Messung, zum anderen an einer leicht abgewandelten Art der Spektrenanalyse. In den Zeitspektren $t(\mu^-,f)$ für die Nuklide ^{237}Np, ^{242}Pu, ^{244}Pu wird eine zweite verzögerte Lebensdauer gefunden. Für ^{238}U wird in der Literatur ebenfalls von einer solchen Komponente berichtet (From 77, Ganz 78, Ahma 80). Meist wird diese verzögerte Lebensdauer mit dem Nachweis des Spaltisomers in Verbindung gebracht.
Ein Schwerpunkt dieser Arbeit befaßt sich mit der Frage, wie groß der Einfluß des Müons auf die Spaltbarriere bei prompter Spaltung ist. Experimentelle Hinweise erhält man aus der durch das Müon verursachten geringeren prompten Spaltwahrscheinlichkeit und aus der Veränderung der Lebensdauer des möglicherweise nachgewiesenen Spaltisomers.

Die prompte Spaltwahrscheinlichkeit pro Müonstop wird mit Hilfe theoretischer Berechnungen für die verzögerte Spaltwahrscheinlichkeit und dem gemessenen p/d-Verhältnis bestimmt.
^{238}U ist bis heute das einzige Nuklid, bei dem der Anteil der Spaltung der Übergänge $2p \longrightarrow 1s$ an der prompten Spaltung experimentell bestimmt wurde (Joha 80). Deshalb wird für ^{238}U aus dem Vergleich der Spaltwahrscheinlichkeit der Übergänge $2p \longrightarrow 1s$ bei müon- und hadroninduzierter Spaltung die Barrierenänderung durch das bei prompter Spaltung anwesende Müon berechnet. Dazu werden zunächst gemessene Spaltwahrscheinlichkeiten aus hadroninduzierter Spaltung mit Hilfe des Programms "FISALL" (Back 74) gefittet.
Die dabei erhaltenen Spaltbarrierenparameter sind in Tabelle I.2 zusammengefaßt.

Durch Veränderung der Barrierenparameter aus der Tabelle I.2 wird versucht, die gemessene Spaltwahrscheinlichkeit für die Übergänge $2p^{3/2} \longrightarrow 1s^{1/2}$ und $2p^{1/2} \longrightarrow 1s^{1/2}$ zu fitten. Es ergibt sich so eine Barrierenerhöhung für die äußere Barriere bei ^{238}U von $0,7 \pm 0,1$ MeV.

Tabelle I.2 Zusammenfassung der mit Hilfe des Programms "FISALL" gewonnenen Barrierenparameter für hadroninduzierte Spaltung:

Nuklid	E_a (MeV)	$\hbar\omega_a$ (MeV)	E_2 (MeV)	$\hbar\omega_{II}$ (MeV)	E_b (MeV)	$\hbar\omega_b$ (MeV)
^{232}Th	6,0	0,9	2,75	0,50	6,95	0,95
^{238}U	5,55	1,60	2,30	0,52	6,35	0,74
^{237}Np	5,80	0,80	2,49	0,50	5,50	0,55
^{242}Pu	5,70	1,00	2,25	0,52	5,65	0,80
^{244}Pu	5,80	1,00	2,25	0,52	5,30	0,80

Überträgt man den für ^{238}U gefundenen Wert für die Barrierenerhöhung auf die anderen untersuchten Nuklide, so lassen sich auch für diese die Spaltwahrscheinlichkeit der Übergange $3d \rightarrow 1s$, $2p^{3/2} \rightarrow 1s^{1/2}$ und $2p^{1/2} \rightarrow 1s^{1/2}$ berechnen. Die Ergebnisse sind in Tabelle I.3. zusammengefaßt.

Tabelle I.3 Berechnete prompte und verzögerte Spaltwahrscheinlichkeit für müoninduzierte Spaltung.

Nuklid	verzögerte Spaltwahrscheinlichkeit	prompte Spaltwahrscheinlichkeit		
		$3d \rightarrow 1s$	$2p^{1/2} \rightarrow 1s^{1/2}$	$2p^{3/2} \rightarrow 1s^{1/2}$
^{232}Th	0,045	0,021-0,030	0,002-0,008	0,003-0,011
^{235}U	0,31	-	-	-
^{238}U	0,12	0,05-0,07	0,003-0,014	0,004-0,019
^{237}Np	0,39	0,41-0,49	0,42-0,62	0,60-0,55
^{242}Pu	0,45	0,20-0,26	0,50-0,57	0,42-0,52
^{244}Pu	0,40	0,21-0,27	0,43	0,58-0,60

Mit Hilfe der gefundenen Barrierenerhöhung ist versucht worden, die in den Zeitspektren $t(\mu^-,f)$ bei einigen Nukliden gefundene zusätzliche verzögerte Komponente durch die veränderten Spalteigenschaften der Formisomere zu erklären. Es kann gezeigt werden, daß für ^{237}Np die verzögerte Komponente nicht durch die Spaltung des Formisomers erklärt werden kann. Für ^{242}Pu und ^{244}Pu ist nicht auszuschließen, daß das Isomer nachgewiesen worden ist. Die hohe Anregungswahrscheinlichkeit des Isomers von 5% bis 15% pro strahlungslosem Übergang $2p \longrightarrow 1s$ macht die Erklärung der verzögerten Komponente durch den Zerfall des Formisomers fragwürdig.

Wegen des experimentell schwierigen direkten Nachweises von Formisomeren bei müoninduzierter Spaltung, bleibt die in dieser Arbeit vorgeschlagene Art der Analyse der prompten Spaltwahrscheinlichkeit der in naher Zukunft einzig gangbare Weg, die Erhöhung der Spaltbarriere durch das Müon quantitativ zu bestimmen.

Kapitel II. Einleitung

Die letzten zwanzig Jahre haben in der Kernphysik eine starke Erweiterung der Erkenntnis auf dem Gebiet der Riesenresonanzen gebracht. Zwar wurde schon 1947 von Baldwin und Klaiber (Bald 47) die erste Riesenresonanz bei der Untersuchung der (γ,n)-Reaktion entdeckt, doch war diese Resonanz lange Zeit das einzig bekannte Phänomen dieser Art. Goldhaber und Teller (Gold 48) haben diese Resonanz als eine kollektive Schwingung der Protonen gegen die Neutronen erklärt.

Erst mit dem Aufkommen von Beschleunigern hoher Endenergie und hoher Intensität gelang es dann vor etwa zwanzig Jahren weitere Riesenresonanzen durch inelastische Streuung oder durch direkte Reaktionen von Hadronen oder Elektronen zu identifizieren. Es wurden eine ganze Reihe von Resonanzen experimentell beobachtet und auch das theoretische Verständnis dieser Riesenresonanzen hat durch mikroskopische Beschreibungen einen entscheidenden Schritt nach vorn gemacht. Heute erscheinen die Riesenresonanzen in allen Bereichen der Kernphysik, die sich mit dem Anregungsenergiebereich von etwa 10 bis 30 MeV beschäftigen, als bedeutende,wenn nicht sogar dominierende Eingangskanäle zur Anregung des Kerns. Ganz besonders gilt das für den Bereich der müonischen Atome. So läßt sich nach Teller und Weiss (Tell 80) die hohe strahlungslose Übergangswahrscheinlichkeit von $3d \rightarrow 1s$ im müonischen ^{238}U (Joha 80) durch Ankopplung an die Quadrupolriesenresonanz erklären.

Auch bei der Absorption des Müons aus dem 1s- Orbital durch den Kern lassen sich sowohl die dabei gemessene Einfangsrate des Müons als auch das Anregungsenergiespektrum des Kerns mit Hilfe von Riesenresonanzen als Eingangskanäle beschreiben (Kozl 78).

Die hier vorliegende Arbeit versucht das Phänomen der Riesenresonanzen auf zwei verschiedenen Wegen anzugehen. Zum einen wird zunächst versucht über die Untersuchung der Spaltwahrscheinlichkeit von ^{238}U im Anregungsenergiebereich von 10 bis 37 MeV ein tieferes Verständnis über den Zerfallsmechanismus der Riesenresonanzen zu gewinnen. Zum anderen werden die Riesenresonanzen im zweiten Teil der Arbeit benutzt, um die müonindu-

zierte Spaltung von Aktinidenkernen zu erklären.

Die vorliegende Arbeit wird sich im dritten Kapitel mit der Spaltung von ^{238}U beschäftigen, während sich die Kapitel IV bis VII mit dem Phänomen der müoninduzierten Spaltung von Aktinidenkernen auseinandersetzen.

Es gelang in den letzten Jahren das Wissen um die Riesenresonanzen, sowohl experimentell als auch theoretisch, entscheidend voranzubringen. Folgende grundsätzliche Eigenschaften müssen von einer neuentdeckten Resonanz erfüllt sein, damit sie als Riesenresonanz anerkannt wird (Bert 81):

a) Die Resonanz sollte in allen Elementen des Periodensystems nachweisbar sein. (Sehr leichte Kerne bilden dabei eine Ausnahme)
b) Die Anregungsenergie der Resonanz ändert sich nur geringfügig mit der Kernmasse ($A \sim A^{-1/3}$ bis $A^{-1/6}$).
c) Riesenresonanzen sind kollektive Phänomene an denen ein erheblicher Teil der Nukleonen eines Kerns Anteil hat. Das aber heißt, daß der gemessene Anregungswirkungsquerschnitt einer Riesenresonanz die für sie theoretisch berechnete energiegewichtete Summenregel (EWSR) zu einem erheblichen Teil erreicht.
d) Bei Nukliden mit statischer Grundzustandsdeformation ist eine durch die Deformation hervorgerufene zusätzliche Verbreiterung oder sogar Aufspaltung der Riesenresonanz zu beobachten.

Eine Anzahl von Resonanzen, die die oben geforderten Charakteristiken aufweisen, sind entdeckt worden. Nun kann man aufgrund des Verständnisses des mikroskopischen Aufbaus einer solchen Riesenresonanz die verschiedenen Resonanzen nach drei Quantenzahlen ordnen. Es sind dies Drehimpuls (L), Spin (S) und Isospin (I).

a) Drehimpuls (L)
Im "mikroskopischen" Bild der Riesenresonanz entspricht der Drehimpuls der Riesenresonanz dem Unterschied der Drehimpulsquantenzahl von angeregtem Zustand zu Grundzustand der angeregten Ein-

teilchenzustände.

Bei der hydrodynamischen Beschreibung der Riesenresonanz als Oberflächenschwingung eines Flüssigkeitstropfens entspricht der Drehpuls der Art der Oberflächenschwingung. Als Beispiel seinen die wichtigsten Schwingungsformen genannt:

L = 0	Monopol		
L = 1	Dipol	L = 3	Oktupol
L = 2	Quadrupol	L = 4	Hexadekapol

Neben der Unterscheidung nach Drehimpulsen unterscheidet man innerhalb eines Drehimpulses noch verschiedene Riesenresonanzen nach ihrer typischen Anregungsenergie.

Betrachtet man einen Kern mit abgeschlossener Schale im harmonischen Oszillatormodell, so ist die niedrigste Möglichkeit einen Einteilchenzustand anzuregen, die Anregung des Teilchens in die nächsthöhere Schale. Die Anregungsenergie beträgt etwa $1\hbar\omega \sim 41\ A^{-1/3}$ (MeV) (Spet 81). Wegen des Wechsels der Parität von Schale zu Schale ergeben sich damit Auswahlregeln für die möglichen Anregungsenergien von Riesenresonanzen.

Monopol	L = 0			$2\hbar\omega$		$4\hbar\omega$
Dipol	L = 1		$1\hbar\omega$		$3\hbar\omega$	
Quadrupol	L = 2	$0\hbar\omega$		$2\hbar\omega$		$4\hbar\omega$
Oktupol	L = 3		$1\hbar\omega$		$3\hbar\omega$	
Hexadekapol	L = 4	$0\hbar\omega$		$2\hbar\omega$		$4\hbar\omega$

Die tatsächlich gemessenen Anregungsenergien weichen wegen der Restwechselwirkung des angeregten Einteilchenzustandes mit den übrigen Nukleonen eines Kerns von der Vorhersage des harmonischen Oszillatormodells ab.

Als Beispiel für zwei Resonanzen, die sich nur durch die Anregungsenergie unterscheiden, seien die beiden isoskalaren Oktupolresonanzen genannt. Man unterscheidet die niedrigliegende (LEOR= $1\hbar\omega$) und die hochliegende (HEOR=$3\hbar\omega$) Resonanz bei einer Anregungsenergie von $32\ A^{-1/3}$ MeV bzw. $100\ A^{-1/3}$ MeV (Bert 81).

b) Spin (S)

Man unterscheidet Resonanzen mit S = 0 (elektrische-) und S = 1 (magnetische-"spin-flip"-) Resonanzen. In einem verallgemeinerten hydrodynamischen Modell beschreibt man eine S = 1-Schwingung des Kerns als gegenphasige Schwingung von Nukleonen mit aufwärtsgerichtetem Spin ("spin-up") und Nukleonen mit abwärtsgerichtetem Spin ("spin-down"). Entsprechend schwingen bei einer elektrischen Resonanz beide Flüssigkeiten in Phase.

c) Isospin (T)

Wiederum werden Resonanzen mit Isospin 0 (isoskalar) und 1 (isovektoriell) unterschieden. Dabei wird im hydrodynamischen Bild eine isovektorielle Riesenresonanz als gegenphasige Schwingung von Neutronen und Protonen beschrieben. Entsprechend schwingen bei einer isoskalaren Riesenresonanz Protonen und Neutronen in Phase. Die vollständige Charakterisierung der angesprochenen Dipolriesenresonanz nach den drei Quantenzahlen lautet:

$$L = 1^{-}(1\hbar\omega),\ S = 0,\ T = 1$$

Durch ausgewählte Kernreaktionen können spezielle Arten von Riesenresonanzen selektiv angeregt werden und so die theoretisch mögliche Vielfalt der Riesenresonanzen stark eingeschränkt werden. Das geschieht bei dem hier vorgestellten Experiment durch die Wahl der inelastischen Streuung von α-Teilchen (α,α'). Von dieser Reaktion ist bekannt, daß sie im wesentlichen nur isoskalare Resonanzen anregt (Boni 84). Über die Wahl des Streuwinkels kann man zusätzlich noch verschiedene Multipolaritäten bevorzugt anregen. Durch eine vollständige Messung des inelastischen Anregungsspektrums als Funktion des Streuwinkels $\Theta_{\alpha'}$ können verschiedene Riesenresonanzen voneinander unterschieden werden.

Bonin et al. (Boni 84) haben in einem Experiment zur Anregung von isoskalaren Riesenresonanzen an ^{208}Pb, mit Hilfe der Reaktion ^{208}Pb (α,α'), E_α = 480 MeV und $\Theta_{\alpha'}$ = 3 - 9°, folgende Resonanzen identifizieren können (Tabelle II.1).

Wegen der statischen Grundzustandsdeformation von ^{238}U, die zu einer Verbreiterung bzw. Aufspaltung der Resonanz führt, kann

man die Ergebnisse von ^{208}Pb nicht auf ^{238}U mit Hilfe einer Extrapolation von $Ex \sim A^{-1/3}$ übertragen. Da die hier vorgestellte Messung zur Spaltwahrscheinlichkeit von ^{238}U nicht darauf abzielt auch die Parameter der einzelnen Riesenresonanzen zu bestimmen, müssen diese aus der Literatur entnommen werden. Über die dabei auftretenden Schwierigkeiten wird in Kapitel III.5 berichtet.

Tabelle II.1 Isoskalare Riesenresonanzen von ^{208}Pb

Name	Abkürzung	L	T	S	Anregungsenergie (Ex) MeV
isoskalare Monopolresonanz	GMR	0	0	0	$13,9 \pm 0,2$
" Dipolresonanz	GDR	1	0	0	$26 \leq Ex \leq 31$
" Quadrupolresonanz	GQR	2	0	0	$9,5 \pm 0,2$ und $10.9 \pm 0,2$
" Oktupolresonanz	HEOR	3	0	0	$16 \leq Ex \leq 35$
" Hexadekapolresonanz	GHR	4	0	0	$11,5 \pm 0,3$
		5	0	0	$16 \leq Ex \leq 25$

Neben der Untersuchung der verschiedenen Riesenresonanzen interessiert auch der Zerfall der Resonanzen. In vielen Fällen liegen die Riesenresonanzen mit ihren Anregungsenergien oberhalb der Neutronenbindungsenergie, so daß der dominierende Zerfallskanal meist der Neutronenzerfall ist. In speziellen Fällen spielen andere Zerfallskanäle (γ, p, α) eine nicht unbedeutende oder sogar dominierende Rolle. Für schwere Kerne tritt neben den Neutronenzerfall der mögliche Zerfall der Resonanz durch Spaltung.

Durch die Untersuchung der verschiedenen Zerfallskanäle von Riesenresonanzen will man Einblick in den Zerfallsmechanismus des ursprünglich kollektiven Ein-Teilchen-Ein-Loch-Zustandes (1p-1h) gewinnen. So kann der Ein-Teilchen-Zustand direkt an das Kontinuum ankoppeln, also direkt durch Emission des angeregten Ein-Teilchen-Zustandes zerfallen. Die zugehörige Zerfallsbreite bezeichnet man mit $\Gamma^{\uparrow}$.

Andererseits kann der ursprüngliche Ein-Teilchen-Ein-Loch-Zustand durch die vorhandene Restwechselwirkung mit dem Restkern seine Anregungsenergie über 2p-2h, 3p- 3h bis np-nh-Zustände auf den Kern verteilen (Spet 81). Der Endzustand np-nh entspricht dabei der vollständigen statistischen Verteilung der Anregungsenergie im Kern.
Die experimentell zugängliche Zerfallsbreite Γ der Riesenresonanz setzt sich formal aus zwei Zerfallbreiten zusammen (Hara 82):

$$\Gamma = \Gamma(1p\text{-}1h) + \Gamma(2p\text{-}2h + 3p\text{-}3h \ldots np\text{-}nh)$$
$$= \Gamma^{\uparrow} + \Gamma^{\downarrow} \quad \text{(Spet 81)}$$

Durch Messung des Energiespektrums der Zerfallsneutronen kann man experimentell $\Gamma^{\uparrow}$ und $\Gamma^{\downarrow}$ unterscheiden. Wäre $\Gamma = \Gamma^{\downarrow}$, so würde das Neutronenspektrum einem Verdampfungsspektrum entsprechen. Würden jedoch Strukturen oder sogar diskrete Linien im Neutronenspektrum auftauchen, so wäre dies der Beweis für einen Anteil von direktem oder Precompound-Zerfall der Resonanzen. Im Neutronenspektrum der Reaktion $^{209}Bi(\gamma,n)$ wurde ein Anteil von etwa 10 % gemessen, der nicht mit einem statistischen Zerfall des Kerns erklärt werden kann. Ähnliche Ergebnisse finden Eyrich et al. (Eyri 84) für den Zerfall der isoskalaren Monopolresonanz von ^{208}Pb.
Eine andere Möglichkeit zur Bestimmung von $\Gamma^{\downarrow}$ liegt in der experimentellen Bestimmung der Spaltwahrscheinlichkeit der einzelnen Riesenresonanzen. Die Spaltung ist gegenüber direkter Teilchenemission ein langsamer Prozeß. Es wird daher allgemein angenommen, daß die Spaltung nur aus dem vollständig thermalisierten Compoundkern heraus stattfindet (Hara 82). Damit wird der Spaltkanal aber ein direktes Maß für $\Gamma^{\downarrow}$. Man kann experimentell die Spaltwahrscheinlichkeit einer Resonanz mit der des nichtresonanten Untergrundes vergleichen. Eine geringere Spaltwahrscheinlichkeit der Resonanz ist dann der direkte Beweis für einen höheren Anteil von direktem Zerfall der Riesenresonanz gegenüber dem unterliegenden Kontinuum.

Für die isovektorielle Dipolriesenresonanz (GDR) deutet die Messung der Zerfallsneutronen ebenso wie die Messung der Spaltwahrscheinlichkeit auf einen weitgehenden statistischen Zerfall der Resonanz hin (Cald 80, Veys 73). Auch für die isoskalare Monopol-

resonanz (GMR) deutet sich ein nahezu vollständiger statistischer Zerfall an (Bran 82).

Messungen der Gesamtzerfallsbreite der GMR und der Vergleich mit theoretischen Messungen lassen hingegen die Möglichkeit eines starken Anteils nichtstatistischen Zerfalls der GMR zu (Spet 81). In der gleichen Arbeit wird aber ein vollständiger statistischer Zerfall der isoskalaren Quadrupolresonanz (GQR) aus Vergleich von Experiment und Theorie vorhergesagt. Sollte das zutreffen, erwartet man für ^{238}U eine Spaltwahrscheinlichkeit der GQR zwischen 0,18-0,22 (Leo 82, Veys 73). Dies steht im Gegensatz zu einem großem Teil der experimentellen Ergebnisse. In Tabelle II,2 sind die bisherigen Ergebnisse zur Spaltwahrscheinlichkeit der GQR zusammengefaßt.

Tabelle II.2 Spaltwahrscheinlichkeit der GQR in ^{238}U

Reaktion	Anregungs-energie Ex (MeV)	Zerfalls-breite Γ (MeV)	Spalt-wahrschein-lichkeit P_f	gemessene Stärke im Spaltkanal (% EWSR)	Referenz
e^-,f	9,9±0,4	6,8±0,4		65±7	Arru 80
e^-,f	9,9±0,4	5	0,4		Arru 80
$^6Li,^6Li'f$	10,5	7	≥ 0,11		Scot 79
$\alpha,\alpha'f$	10,6	2,2±0,2	0,19±009		Bert 81
$\alpha,\alpha'f$	11,0	2,9±0,3	0,25±0,10		Bert 81
$\alpha,\alpha'f$	9,5		≤ 0,11		Plic 80
$\alpha,\alpha'f$	9,5		0,22	17	Plic 80
$e^-,e^-'f$	9,5	2	0,16	2,4	Bibe 82
$\alpha,\alpha'f$	9,5≤Ex≤14		≤ 0,11		Leo 82
$\alpha,\alpha'f$	10,8	3	0,04		Mors 82
e,e'f	Ex≤6,5			0,5-1,7	Grif 84
	7≤Ex≤11			5,4-14,5	Grif 84

Tabelle II.2 stellt die widersprüchliche experimentelle Situation zur Spaltbarkeit der isoskalaren Quadrupolriesenresonanz für ^{238}U dar. Nimmt man eine Spaltwahrscheinlichkeit des nicht resonanten Untergrundes von 0,18 an, so schwanken die Ergebnisse

zwischen einer mehr als einen Faktor zwei (Arru 80) erhöhten Spaltwahrscheinlichkeit und einer Unterdrückung um mehr als einen Faktor vier (Mors 82).

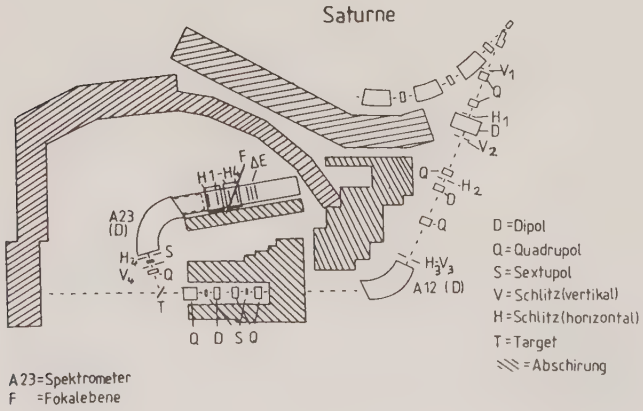
Um ein wenig mehr Klarheit über die tatsächliche Spaltbarkeit der GQR zu erlangen, wurde erneut versucht, die Spaltwahrscheinlichkeit der GQR zu bestimmen. Dieses Experiment wird im nächsten Kapitel beschrieben. In den darauffolgenden Kapiteln wird anschließend ausführlich auf die müoninduzierte Spaltung verschiedener Aktinidenkerne eingegangen, wobei die Ergebnisse aus dem dritten Kapitel mitbenutzt werden.

Kapitel III. Die Spaltwahrscheinlichkeit von ^{238}U im Anregungsbereich von 5 bis 37 MeV

III.1 Experimenteller Aufbau

Die Messung der Spaltwahrscheinlichkeit von ^{238}U wurde am "Laboratoire National Saturne" (LNS) bei Saclay in Frankreich durchgeführt. Die Spaltung von ^{238}U wird mit Hilfe der Reaktion ^{238}U $(\alpha,\alpha'f)$ bei einer Einschußenergie von 480 MeV und einem Streuwinkel von 3,4° untersucht. Der Nachweis des inelastisch gestreuten α-Teichens erfolgt mit Hilfe des Spektrometers "A23" des Strahlplatzes "SPES I" am LNS. Das Strahlführungssystem vom Eingangsschlitzpaar H_1, V_1 bis hin zu den Nachweisapparaturen in der Fokalebene des Spektrometers "A23" ist in der Abbildung III.1 schematisch dargestellt.

Abbildung III.1 Schematische Gesamtansicht des Strahlführungssystems des "SPES I" vom Eingangsschlitzpaar H_1, V_1 bis hin zur Fokalebene des Spektrometers "A23" (Boud 77).

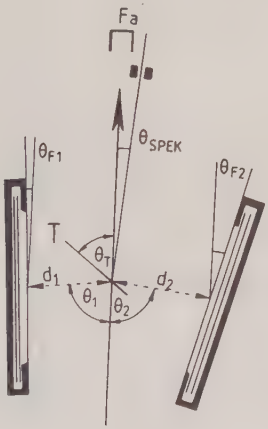


Das Nachweissystem für die inelastisch gestreuten α-Teilchen besteht bei diesem Experiment aus fünf Detektoren; zwei Doppeldriftkammern (H1-H4) und drei Szintillationszählern ΔE (Lugo 77).

Wie aus der Abbildung III.1 zu ersehen, schneidet die Fokalebene des Spektrometers die zweite Doppeldriftkammer mit ihren beiden Nachweisebenen unter 45°. Die vier Ebenen der beiden Driftkammern dienen zur Energiebestimmung des gestreuten α-Teilchens. Aus der Driftzeit des Nachweissignals in den Kammern erhält man mit Hilfe einer Ortseichung die Energie des nachgewiesenen α-Teilchens. Die drei nachgeschalteten Szintillationszähler liefern zusammen das ΔE-Signal des nachgewiesenen Teilchens. Dieses Energieverlustsignal dient zur Diskriminierung der α-Teilchen gegenüber anderen Arten von nachgewiesenen Teilchen.

Die in Koinzidenz nachzuweisenden Spaltfragmente werden mit Hilfe zweier großflächiger Parallelplattendetektoren (F1,F2) nachgewiesen (Jans 80).

Abbildung III.2 Schematische Darstellung des experimentellen Aufbaus in der Streukammer von "SPES I"



Legende: d_1 = 82 mm d_2 = 93 mm Θ_{SPEK} = 3,4° Θ_{TARGET} = 45°
Θ_1 = 86° Θ_2 = 82° Θ_{F1} = 2,2° Θ_{F2} = 13,8°
T = Target Fa = Faraday-Cup

In der Tabelle III.1 sind weitere Angaben zur Messung zusammengestellt.

Tabelle III.1 Zusammenfassung der wichtigsten Kenngrößen des Experiments ^{238}U $(\alpha,\alpha' f)$:

Einschußenergie:		480 MeV
Energieauflösung:		$\approx$ 300 keV $\hat{=}$ 6×10^{-4} $\Delta E/E$
Strahlstrom:		10^9 α-Teilchen/s
Streuwinkel des α-Teilchens:		3,4°
Öffnung des Spektrometers:	horizontal:	0,6°
	vertikal:	2°
Raumwinkel des Spektrometers:		0,49 msr
Raumwinkel vom Detektor F1:		0,79 sr
Raumwinkel von Detektor F2:		0,66 sr
Raumwinkel der Koinzidenz F1 $\wedge$ F2:		0.58 sr
Strahlgröße auf den Target:		3×1 cm^2
Target:	Größe:	3×6 cm^2
	Dicke:	1,5 mg/cm^2
	Material:	metallisches Uran, gewalzt
Meßzeit:		20 Stunden

Es werden pro Ereignis neun Informationen auf Magnetband geschrieben: vier Ortssignale aus den Driftkammern H1 - H4, ein ΔE-Signal, zwei Pulshöhen aus den beiden Spaltfragmentdetektoren F1,F2 und zwei Zeitsignale $t(\alpha',F1)$, $t(\alpha',F2)$.

III.2 Auswertung der Rohdaten

Um schlitzgestreute α-Teilchen mit zu steilen Flugbahnen herauszufiltern wird ein Ereignis nur dann akzeptiert, wenn es in allen vier Driftkammerebenen (H1-H4) nachgewiesen worden ist. Zur Teilchendikriminierung der α-Teilchen gegenüber allen anderen nachgewiesenen Teilchen dient ein zweidimensionales Fenster ΔE gegen H1. Die so bereinigten Spektren enthalten noch ca. 90% aller Rohdaten.

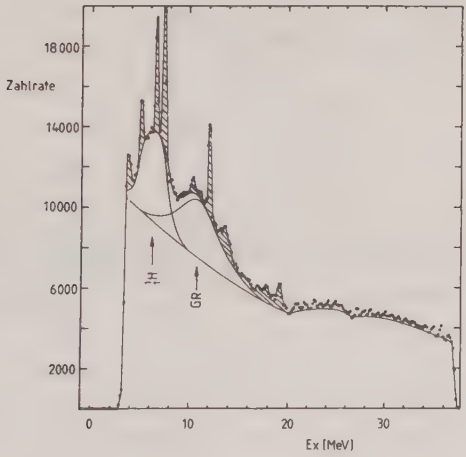
Die Eichung der Einzelspektren werden mit Hilfe von bekannten inelastischen Zuständen von ^{16}O und ^{12}C in den gemessenen α-Spektren

vorgenommen. Der dabei entstehende systematische Fehler der Energieeichung beträgt 200 keV pro 10 MeV Anregungsenergie.

Das so erhaltene Spektrum der inelastisch gestreuten α-Teilchen (Singles) ist in der Abbildung III.3 dargestellt.

Für die weitere Auswertung ist es notwendig, das Einzelspektrum von Kontaminationslinien leichter Kerne (^{1}H, ^{12}C und ^{16}O) zu bereinigen. Die in der Abbildung III.3 zusätzlich eingezeichneten Kurven stellen das bereinigte Einzelspektrum, den nichtresonanten Untergrund, die ^{1}H-Kontaminationslinie und die gefittete Resonanz dar. Mit Ausnahme der ^{1}H-Kontamination, sind alle Kontaminationslinien schraffiert eingezeichnet.

Abbildung III.3 Single-Spektrum der inelastischen Streuung $^{238}U(\alpha,\alpha')$ bei E_α = 480 MeV und $\Theta_{\alpha'}$= 3,4°

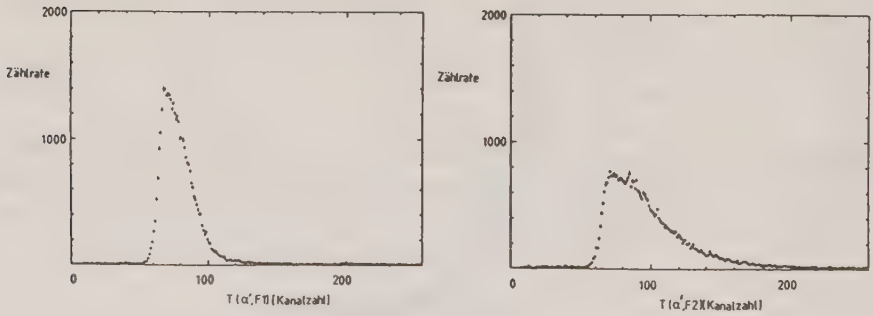


Zur Berechnung der Spaltwahrscheinlichkeit wird nur das bereinigte Single-Spektrum herangezogen.

III.3 Auswertung der Koinzidenzspektren

Zur Auswertung der mit Spaltung in Koinzidenz gemessenen α'-Spektren müssen ebenfalls Korrekturen durchgeführt werden. Zunächst werden alle Fenster und Bedingungen aus der Auswertung der Single-Spektren übernommen. Zusätzlich wird verlangt, daß mindestens ein Zeitsignal $t(\alpha',F_1)$ oder $t(\alpha',F_2)$ vorliegt, ebenso ein Pulshöhensignal aus mindestens einem der beiden Spaltfragmentdetektoren. In den Abbildungen III.4 und III.5 sind die Zeitspektren $t(\alpha',F_1)$ und $t(\alpha',F_2)$ dargestellt.

Abbildung III.4 und III.5 Zeitspektren $t(\alpha',F_1)$ und $t(\alpha',F_2)$



Für die prompten Ereignisse werden folgende Fenster gesetzt:

$t(\alpha',F_1)$: Kanal 55 - 140

$t(\alpha',F_2)$: Kanal 55 - 175

Die zufälligen Koinzidenzen liegen entsprechend außerhalb dieser Zeitfenster

Von den so erzeugten prompten Koinzidenzspektren für F_1, F_2 und

$F_1 \wedge F_2$ werden die zufälligen Koinzidenzspektren gewichtet abgezogen. In den Abbildungen III.6 bis III.8 sind die so erhaltenen Koinzidenzspektren dargestellt.

Abbildung III.6, III.7 und III.8 Ergebnisse der Koinzidenzmessung $^{238}U(\alpha,\alpha'f)$ für die Detektoren F_1 und F_2 und die Koinzidenz aus beiden $(F_1 \wedge F_2)$.

Abbildung III.6

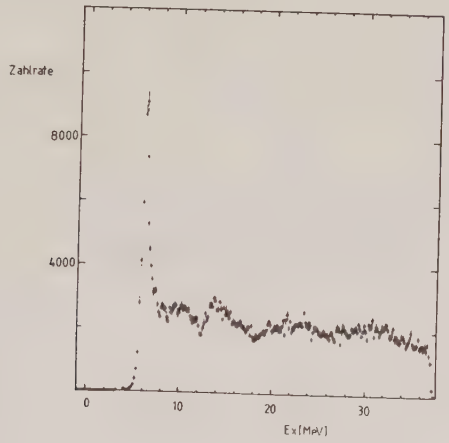


Abbildung III.7

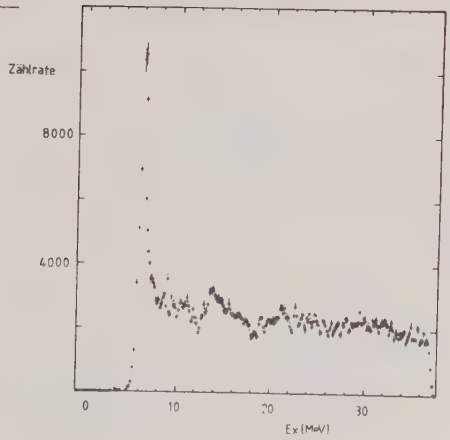
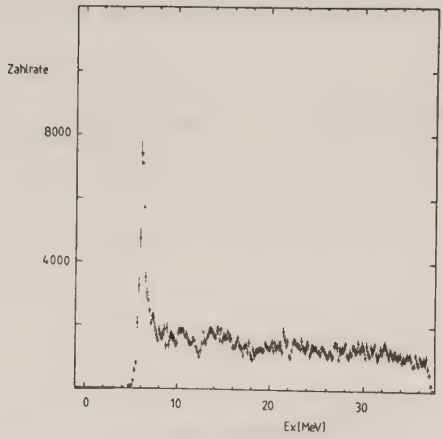


Abbildung III.8 Ergebnis der Koinzidenzmessung $^{238}U(\alpha,\alpha',F_1 \wedge F_2)$



In der Abbildung III.9 ist das Pulshöhenspektrum des Parallelplattendetektors F_1 ohne Koinzidenzbedingung dargestellt. Die hohen Zählraten bei niedrigen Pulshöhen entsprechen dem Nachweis von leichten Reaktionsprodukten.

Um die Zahl der zufälligen Koinzidenzen so klein wie möglich zu halten, werden diese Reaktionsprodukte durch eine Schwelle im koinzidenten Zeitzweig während des Experiments abgeschnitten. Das koinzidente Pulshöhenspektrum des Detektors F_1 ist in der Abbildung III.10 dargestellt.

Abbildung III.9 Pulshöhenspektrum des Detektors F1 (ohne Koinzidenzbedingung)

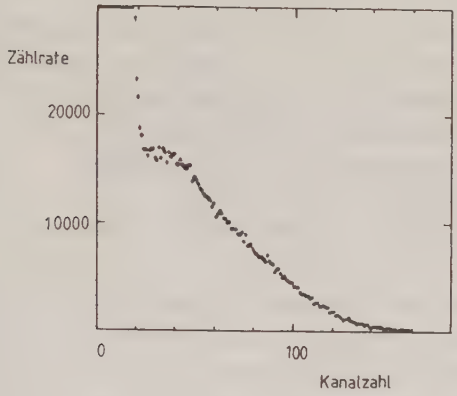
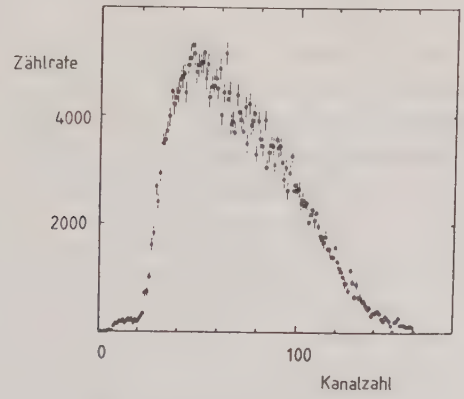


Abbildung III.10 Pulshöhenspektrum des Detektors F1 (mit Schwelle zur Diskriminierung leichter Reaktionsprodukte



Durch die Schwellen im koinzidenten Zeitzweig wird auch ein Teil der Spaltfragmente nicht mehr nachgewiesen. Die verringerte Nachweiswahrscheinlichkeit für Spaltfragmente wird durch einen Normierungsfaktor an die Koinzidenzdaten korrigiert.

Bei der induzierten Spaltung werden die Spaltfragmente nicht isotrop, sondern vorzugsweise in Richtung der Rückstoßachse des angeregten Kerns emittiert. Diese Anisotropie ist abhängig von der Anregungsenergie des spaltenden Kerns (Vand 73). Ihr Maximum liegt im Bereich der Spaltbarriere (B_f) bei etwa 6 MeV.

In der Tabelle III.2 sind die gemessenen maximalen Anisotropien im Anregungsbereich um die Spaltbarriere zusammengefaßt.

Tabelle III.2 Gemessene Anisotropie der Spaltfragmente im Bereich der Spaltbarriere. Aufgetragen ist das Verhältnis der unter Rückstoßachse W(0°) und senkrecht dazu W(90°) nachgewiesenen Spaltfragmente

W(0°) / W(90°)	Reaktion	Referenz
14	^{238}U(α,α'f) Ex = 120 MeV	Jans 80
	$\Theta_{\alpha'}$ = 18°	Plic 80, Leo 82
13±3	^{238}U(α,α'f) Ex = 50 MeV	Scho 75
	$\Theta_{\alpha'}$ = 50°	
15	^{238}U(α,α'f) Ex = 172 MeV	Mors 82
	$\Theta_{\alpha'}$ = 13°	

Die Anisotropie der Spaltfragmente nimmt von der Spaltbarriere bis hin zur B_{nf}-Schwelle stetig ab und liegt bei 12 MeV Anregungsenergie bei etwa 1,8 (Jans 80, Leo 82, Mors 82). Oberhalb der B_{nf}-Schwelle steigt die Anisotropie leicht an und bleibt dann bis 18 MeV (B_{2nf}-Schwelle) konstant (Scho 75).

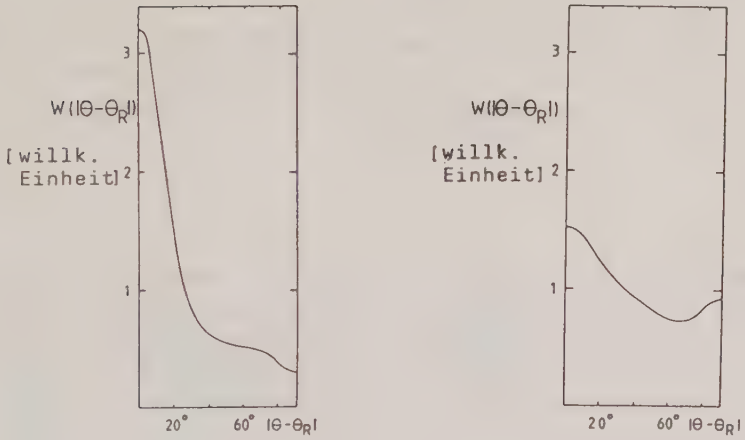
Diese Winkelanisotropie der Spaltfragmente führt zu einer Überschätzung der Spaltwahrscheinlichkeit, wenn man unter Rückstoßwinkel die Spaltfragmente nachweist und die Anisotropie der Spaltfragmente nicht korrigiert (Shot 79).

Da die Anisotropie der Spaltfragmente nicht stark von der Einschußenergie abhängt, wird die gemessene Anisotropie der Spalt-

fragmente von De Leo et al. (Leo 82) übernommen. Dabei wird für die Anregungsenergie oberhalb der B_{nf}-Schwelle die Anisotropie gleich der bei 9-12 MeV gesetzt (Jans 80). In den Abbildungen III.11 und III.12 sind zwei Beispiele für die von Janszen (Jáns 80) angepaßten Winkelanisotropien der Spaltfragmente als Funktion des Nachweiswinkels Θ relativ zur Rückstoßachse Θ_R dargestellt.

Abbildung III.11 und III.12

Gefittete Winkelanisotropie der Spaltfragmente, relativ zur Rückstoßachse des spaltenden Kerns Θ_R bei einer Anregungsenergie von Ex = 5,65-6,0 MeV (links) und Ex = 9,13 MeV (rechts)



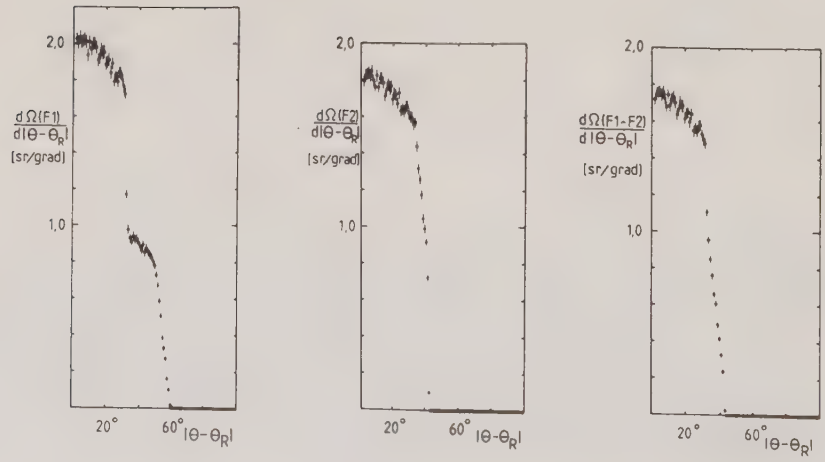
Bei Messungen mit großflächigen Spaltfragmentdetektoren werden die Spaltfragmente über einen dem Raumwinkel des Detektors entsprechenden Winkelbereich gemittelt nachgewiesen. Zur Bestimmung des nachgewiesenen Winkelbereichs der Detektoren F1 und F2 sowie der Koinzidenz F1∧F2 werden durch eine Monte-Carlo Simulation die Raumwinkel der Detektoren als Funktion des Relativwinkels $|\Theta-\Theta_R|$ berechnet.

Die Abbildungen III.13 bis III.15 zeigen die Ergebnisse der Simulation für eine Anregungsenergie von 6 MeV (Θ_R=-82°). Die Abbil-

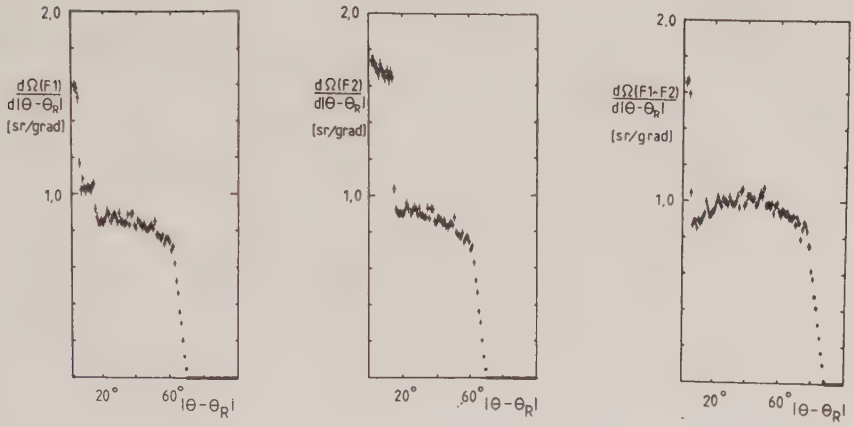
dungen III.16 bis III.18 stellen das entsprechende Ergebnis für 36 MeV Anregungsenergie (Θ_R=-54°) für Detektor F_1, F_2 und die Koinzidenz $F_1 \wedge F_2$ dar. Die Spektren sind so normiert, daß das Integral über alle $(\Theta-\Theta_R)$ dem geometrischen Raumwinkel entspricht. Durch Multiplikation der Winkelanisotropie der Spaltfragmente (Leo 82, Jans 80) (Abbildung III.11 und III.12) mit den in den Abbildungen III. 13 bis III.18 gezeigten Nachweiswahrscheinlichkeiten für F_1, F_2 und $F_1 \wedge F_2$ und nachfolgender Integration über alle $(\Theta-\Theta_R)$, erhält man einen sogenannten"effektiven" Raumwinkel (Θ_{eff}) zum Nachweis von Spaltfragmenten. Dieser "effektive" Raumwinkel jedes Detektors ist anregungsenergieabhängig, da sowohl die Winkelverteilung der Spaltfragmente (Jans 80) als auch die Rückstoßachse des spaltenden Kerns anregungsenergieabhängig sind.

Abbildung III.13 bis III.15

Raumwinkel der Detektoren F_1, F_2 und der Koinzidenz $F_1 \wedge F_2$ als Funktion des Relativwinkels $(\Theta - \Theta_R)$ für Θ_R=-82° (Ex = 6 MeV)



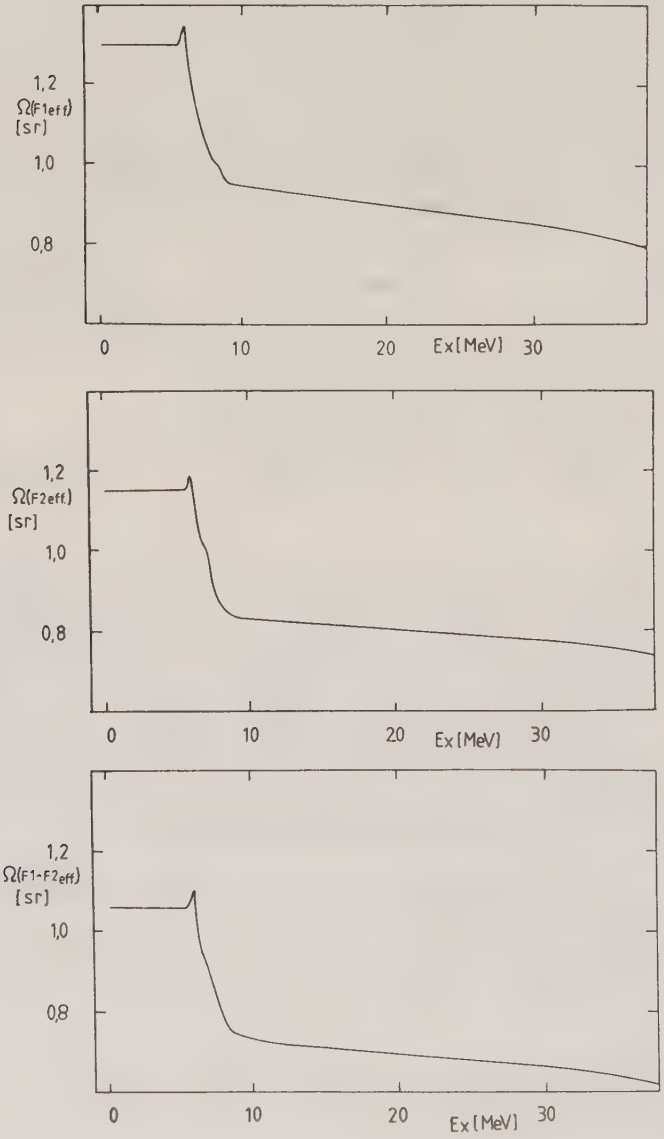
Abbildungen III.16 bis III.18 Raumwinkel der Detektoren F_1 und F_2 und der Koinzidenz $F_1 \wedge F_2$ als Funktion des Relativwinkels $|\theta - \theta_R|$ für $\theta_R = -54°$ (Ex = 36 MeV)



In den Abbildungen III.19 bis III.21 sind die effektiven Raumwinkel zum Nachweis der Spaltfragmente für F_1, F_2 und $F_1 \wedge F_2$ als Funktion der Anregungsenergie des spaltenden Kerns dargestellt. Die effektiven Raumwinkel sind wegen der höheren Nachweiswahrscheinlichkeit unter Rückstoßrichtung für beide Detektoren größer als die geometrischen Raumwinkel (vergl. Tabelle III.1). Durch Division der Koinzidenzspektren durch diesen effektiven Raumwinkel wird die Anistropie der Spaltfragmente berücksichtigt.

In den Abbildungen III.22 bis III.24 sind die korrigierten Koinzidenzspektren dargesetllt.

Abbildungen III.19 bis III.21 "Effektive" Raumwinkel für Detektor F_1 und F_2 sowie für die Koinzidenz $F_1 \hat{} F_2$ als Funktion der Anregungsenergie Ex.



Abbildungen III.22 bis III.24

Koinzidenzspektren der Messung $^{238}U(\alpha,\alpha'f)$ für die Detektoren F_1,F_2 und die Koinzidenz $F_1 \wedge F_2$, korrigiert um die Winkelanisotropie der Spaltfragmente

Abbildung III.22

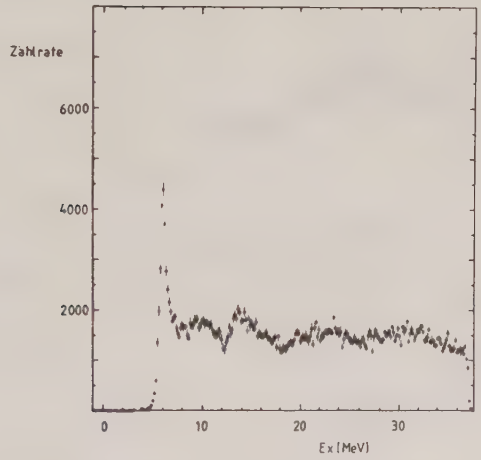


Abbildung III.23

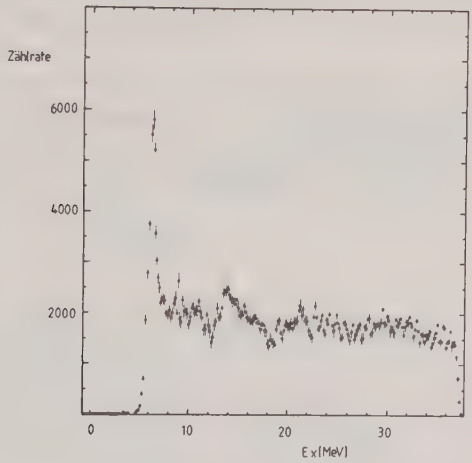
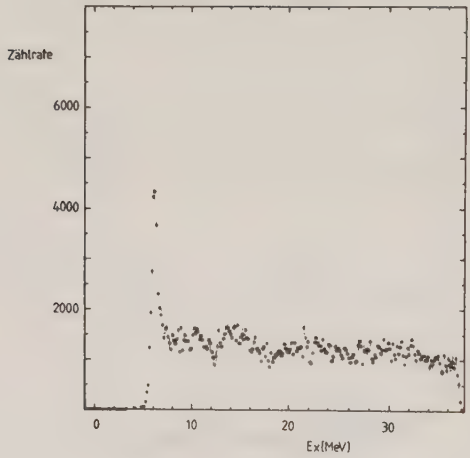


Abbildung III.24



Nach Division der korrigierten Koinzidenzspektren durch das bereinigte Single-Spektrum (vgl. Abbildung III.3) erhält man die Spaltwahrscheinlichkeit für ^{238}U als Funktion der Anregungsenergie.
Zur absoluten Normierung wird die Spaltwahrscheinlichkeit von ^{238}U bei 10 MeV Anregungsenergie auf 0,18 festgelegt (Iste 79).
In den Abbildungen III.25 bis III.27 sind die so erhaltenen Spaltwahrscheinlichkeitsspektren für die Detektoren F_1, F_2 und $F_1 \wedge F_2$ dargestellt.

Abbildung III.2 5 bis III.2 7 Spaltwahrscheinlichkeit von ^{238}U für Detektor F_1, Detektor F_2 und die Koinzidenz $F_1 \hat{} F_2$.

Abbildung III.25

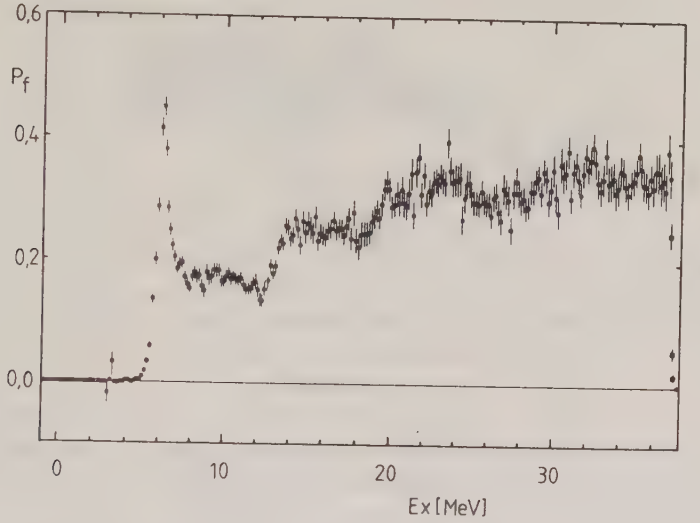


Abbildung III.26

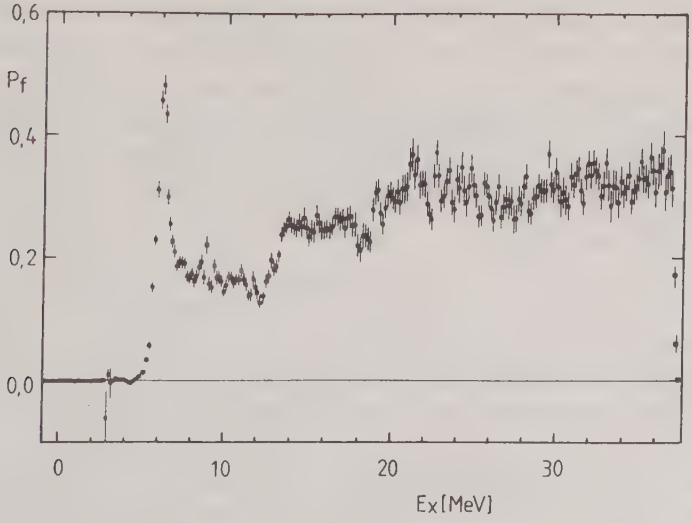
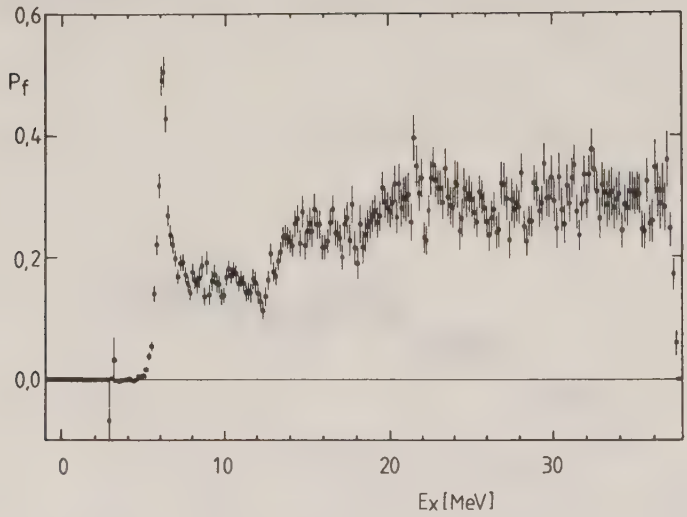


Abbildung III.27

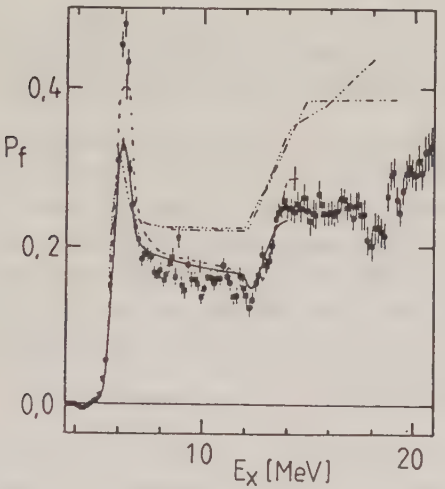


Nach Durchführung aller Korrekturen und anschließender Normierung, stimmen alle drei Spektren in Form und Höhe überein.

III.4 Die Spaltwahrscheinlichkeit bis zur B_{2nf}-Schwelle

Die Spaltwahrscheinlichkeit von ^{238}U im Anregungsbereich bis 20 MeV wird in der Abbildung III.28 mit Literaturwerten verglichen. Oberhalb der B_{nf}-Schwelle (ca. 12 MeV) liegen nur wenige Daten über die Spaltwahrscheinlichkeit von ^{238}U vor (Veys 73, Cald 80, Mors 82). Nur Morsch et al. (Mors 82) haben die Spaltwahrscheinlichkeit von ^{238}U bis 40 MeV Anregungsenergie untersucht (vgl. Abbildung III.29).

Abbildung III. 28 Vergleich der gemessenen Spaltwahrscheinlichkeit von ^{238}U für hadroninduzierte Spaltung und Photospaltung im Bereich von 5-21 MeV



Legende:

———	(Jans 80)	$^{238}U(\alpha,\alpha'f)$	E_α = 120 MeV
-------	(Leo 82)	^{238}U $(\alpha,\alpha'f)$	E_α = 120 MeV
-.-.-.-	(Veys 73)	^{238}U (γ,f)	
-.-.-.-.-	(Cald 80)	^{238}U (γ,f)	
↓	diese Arbeit		

Vergleicht man die Ergebnisse zur Messung der Spaltwahrscheinlichkeit von ^{238}U mit Hilfe der inelastischen α-Streuung, so stimmen alle im Bereich 7-14 MeV im Rahmen der angegebenen Fehler gut überein. Wesentliche Anweichungen ergeben sich allerdings im Bereich der Spaltbarriere B_f (5-7 MeV). Die gemessenen Werte schwanken im Maximum zwischen 0,3 - 0,4, wobei die Lage des Maximums um etwa 0,2 MeV differiert. Der maximale Wert bei dieser Messung liegt eindeutig oberhalb dieser Vergleichswerte bei 0,47. Die Ursache für diese Überschätzung liegt wahrscheinlich in einer unvollständigen Korrektur der in diesem Bereich maximalen Anisotropie der Spaltfragmente.

Der systematische Fehler der absoluten Normierung liegt bei dieser Messung bei etwa $^{+20\%}_{-10\%}$ für den Anregungsenergiebereich von 7 bis 37 MeV und bei ± 50% im Bereich der B_{nf}-Schwelle.

Auffallend ist, daß alle gezeigten Messungen der hadroninduzierten Spaltung von den Ergebnissen zur Photospaltung abweichen. Die mögliche Ursache für diese erstaunliche Tatsache wird in Kapitel III.6 weiter untersucht.

III.5 Die Spaltwahrscheinlichkeit der isoskalaren Riesenresonanzen im Anregungsbereich von 6 bis 15 MeV.

Will man eine Aussage über die Spaltwahrscheinlichkeit der verschiedenen Riesenresonanzen erhalten, müssen die Resonanzen zunächst im inelastischen Anregungsspektrum (Singles) identifiziert werden. Im Einzelspektrum erkennt man eine Resonanz im Bereich von 8 bis 14 MeV Anregungsenergie (vgl. Abb. III.3). Eine Anpassung von Lorenzkurven im Bereich von 6 bis 20 MeV ergibt für die Riesenresonanz folgende Parameter für Lage und Breite:

$$E_x = 11 \text{ MeV} \qquad \Gamma = 4{,}5 \text{ MeV}$$

Die Wahl des nicht resonanten Untergrundes und die Lage der Wasserstofflinie beeinflussen die gefundenen Parameter der Resonanz. Daher lassen sich Lage und Breite der Resonanz nur auf 0,5 MeV genau angeben. Eine Entfaltung der gefundenen Resonanz nach Multipolaritäten läßt sich nicht durchführen, weil dazu eine möglichst vollständige Messung der Winkelverteilung des inelastischen Spektrums nötig ist. Die wohl vollständigste Untersuchung zur Anregung von isoskalaren Riesenresonanzen mit Hilfe der inelastischen Streuung von α-Teilchen wurde von Bonin et al. (Boni 84) an ^{208}Pb mit Hilfe der Reaktion ^{208}Pb(α,α') , E_α = 480 MeV durchgeführt. In der Tabelle III.3 sind die Ergebnisse der Messung von Bonin et al. (Boni 84) zusammengefaßt.

Zusätzlich fanden Bonin et al. einen Anteil der isovektoriellen Dipolriesenresonanz, der bei der inelastischen α-Streuung nur durch Coulombanregung angeregt werden kann (Izum 81, Buen 81). Nach den im Kapitel II besprochenen Eigenschaften von Riesenresonanzen, sollte man die Ergebnisse von ^{208}Pb recht einfach auf ^{238}U übertragen können.

Tabelle III.3 Isoskalare Riesenresonanzen von ^{208}Pb (Boni 84)

Resonanz L	T	S	Anregungsenergie Ex (MeV)	Zerfallsbreite Γ (MeV)	Stärke (% EWSR)
0	0	0	13,9±0,2	2,1±0,3	115±20
1	0	0	26 ≤ Ex ≤ 31		55^{+65}_{-30}
2	0	0	9,5±0,2 10,9±0,2	3,0±0,3	93±10
3	0	0	16 ≤ Ex ≤ 35		185^{+55}_{-75}
4	0	0	11,5±0,3	4,5±0,4	70±20
5	0	0	16 ≤ Ex ≤ 25		16^{+9}_{-6}

In den Tabellen III.4 - III.7 sind die experimentell bestimmten Eigenschaften der Riesenresonanzen für ^{238}U (^{232}Th) zusammengestellt.

Tabelle III.4 Experimentell bestimmte Eigenschaften der isoskalaren Monopolresonanz von ^{238}U (^{232}Th).

Reaktion	Anregungsenergie Ex (MeV)	Zerfallsbreite Γ (MeV)	Stärke (%EWSR)	Referenz	Nuklid
$^3He, ^3He'$	13,35	2,3±0,4	74±12	Buen80	^{232}Th
α, α'	11,03±0,3	4,0±0,3	60%E_0 60%E_2 17%E_4	Hara80	^{232}Th
Systematik	$19,9^{+0,6}_{-0,3}$	3±1	100±20	Bert81	^{238}U
α,α'	9,3±0,3	2,0±0,3	30	Mors82	^{238}U
	13,7±0,4	3,0±0,5	65		
α,α'	12,5	6	80±20	Bran82	^{238}U
α,α'	13,0			Boni84*	^{238}U

*extrapoliert von ^{208}Pb auf ^{238}U (vgl.Kapitel II)

Tabelle III.5 Experimentell bestimmte Eigenschaften der isovektoriellen Dipolriesenresonanz von ^{238}U.

Reaktion	Anregungsenergie E_{x_1} (MeV)	Zerfallsbreite Γ_1 (MeV)	Anregungsenergie E_{x_2} (MeV)	Zerfallsbreite Γ_2 (MeV)	Ref.
γ,n + γ,f	10,96±0,09	2,9±0,14	14,04±0,13	4,53±0,13	Veys73
γ,X	10,97±0,13	2,99±0,48	14,25±0,18	5,10±0,63	Gure76
γ,n + γ,f	10,77±0,04	2,37±0,13	13,80±0,09	5,13±0,35	Cald80
γ,γ'	10,96	2,9	14,04	4,53	Rull83

Tabelle III.6 Experimentell bestimmte Eigenschaften der isosaklaren Quadrupolresonanz von ^{238}U.

Reaktion	Anregungsenergie Ex (MeV)	Zerfallsbreite Γ (MeV)	Stärke (%EWSR)	Referenz
α,α'	11,0±0,3	4,0±0,3	60 % E_0 60 % E_2 17 % E_4	Hara80
$e^-, e^{-\prime}$	9,5	2,0		Bibe82
Systematik	10,9	4-5		Bert81
α,α'	10,8±0,3	3,0±0,4	66 % E_2 10 % E_4	Mors82
α,α'	9,1±0,2 10,4±0,2			Boni84*

*Ergebnisse von ^{208}Pb auf ^{238}U extrapoliert (vgl. Kapitel II)

Der Vergleich der gefundenen Eigenschaften der Riesenresonanzen für ^{208}Pb und ^{238}U (vgl. Tabelle III.3-III.7) macht deutlich, daß die Riesenresonanzparameter von ^{208}Pb nicht direkt auf ^{238}U übertragbar sind, wie nach Kapitel II zu erwarten war. Die Hauptursache für die starke Abweichung der Resonanzparameter, speziell der gefundenen Zerfallsbreiten, liegt in der statischen Grundzustandsdeformation von ^{238}U. Von deformierten Kernen weiß man schon lange (Veys 73, Buen 80, Bert 81), daß die Riesenresonanzen in mehrere Komponenten aufspalten, zumindest aber eine größere Zerfallsbreite zeigen.

Tabelle III.7 Experimentell bestimmte Eigenschaften verschiedener anderer identifizierter Riesenresonanzen von ^{238}U.

Reaktion	Art der Resonanz L	T	S	Anregungsenergie Ex (MeV)	Zerfallsbreite Γ (MeV)	Stärke (%EWSR)	Referenz
$e^-,e^{-\prime}$	0	0	1				
		oder		17±2	3,9±1,5		Pitt80
	3	0	0				
$e^-,e^{-\prime}$	2	1	0	21,6±0,6	5,0±0,6	70±11	Pitt80
$e^-,e^{-\prime}$	0	1	0				
		und		28,4±1,2	8,1±1,1	75±12	Pitt80
	3	0	0				
Systematik	1	1	0	12,6	8	100	Bert81
Systematik	3	0	0	19±1	4±1	70	Bert81
Systematik	2	1	0	21	5±1	70±15	Bert81
α,α'	3	0	0	19,6	13≤Ex≤28	40	Mors82
α,α'	3	0	0	17	5,6		Mors82
α,α'	1	0	0	21	6,8		Mors82
α,α'	4	0	0	11,0±0,2			Boni84*

* Ergebnis von ^{208}Pb auf ^{238}U extrapoliert (vgl. Kap. II)

Es ist daher nicht möglich, die von Bonin et al. (Boni 84) gefundenen Riesenresonanzparameter auf ^{238}U zu übertragen. Man muß daher auf die für ^{238}U gefundenen Riesenresonanzparameter zurückgreifen. Aus der Tabelle III.5 erkennt man, daß die Eigenschaften der isovektoriellen Dipolriesenresonanz am besten bekannt und am wenigstens umstritten sind.

Die Dipolriesenresonanz wird in Photoabsorptionsexperimenten selektiv angelegt und der nicht resonante Untergrund spielt keine Rolle. Nach der Analyse von Bonin et al. wird die isovektorielle Dipolriesenresonanz durch die (α,α')-Reaktion nur schwach angeregt und spielt im Vergleich zu angeregten isoskalaren Resonanzen eine nur untergeordnete Rolle.

Die gefundenen Eigenschaften aller anderen Resonanzen sind größtenteils widersprüchlich, besonders im Anregungsenergiebereich von 9 bis 13 MeV.

Die Lage der GMR bei einer Anregungsenergie von etwa 13 MeV ist unumstritten (vgl. Tab. III.4). Die Frage der Breite bzw. der möglichen Aufspaltung der GMR ist bisher nicht geklärt. Für die GQR sind die gefundenen Ergebnisse noch widersprüchlicher. Der Schwerpunkt der GQR liegt bei allen hadroninduzierten Reaktionen im Anregungsenergiebereich von 10 bis 11 MeV. Ein Experiment zur Elektronenstreuung findet die Resonanz jedoch bei 9,5 MeV (Bibe 82). Bonin et al. fanden für ^{208}Pb eine Aufspaltung der Resonanz, die die beiden in den anderen Experimenten gefundenen Komponenten zusammenfaßt.

Eine Ursache für die unterschiedlichen Ergebnisse der einzelnen Experimentatoren könnte in der starken Überlagerung der GMR, GQR und GHR zu suchen sein. So wurde die Existenz der GHR im Anregungsenergiebereich um 11 MeV schon lange vermutet (Hara 80). Erst Bonin et al. konnten zum ersten Mal die GHR von der GMR und GQR unterscheiden. Da bei vielen Experimenten die GHR in den Analysen nicht berücksichtigt worden ist, erscheint es möglich, daß die Stärke der GHR der GMR und der GQR zugeschrieben wurde.

Da es sich bei allen drei Resonanzen um gerade Multipolaritäten handelt, sind die relativen Stärken auch nur sehr schwer durch die Analyse der Winkelabhängigkeit der Anregungswirkungsquerschnitte zu bestimmen.

Vielleicht ist es sogar unmöglich, die drei isoskalaren Resonanzen im Bereich von 9 bis 13 MeV zweifelsfrei zu trennen, da wegen der Deformation von ^{238}U Verbreiterungen oder Aufspaltungen der drei Resonanzen nicht auszuschließen sind. Oberhalb der B_{nf}-Schwelle sind die isoskalare Dipolresonanz und die hochliegende isoskalare Oktupolresonanz eindeutig identifiziert worden (vgl.Tab.III.3 und III.7). Zusätzlich fanden Bonin et al.einen Anteil L=5 im Anregungsenergiebereich zwischen 16 und 25 MeV. Möglicherweise sind im Einzelspektrum des Experiments dieser Arbeit (vgl. Abb. III.3) Andeutungen dieser drei hochliegenden Resonanzen im Anregunsenergiebereich zwischen 18 und 35 MeV zu finden.

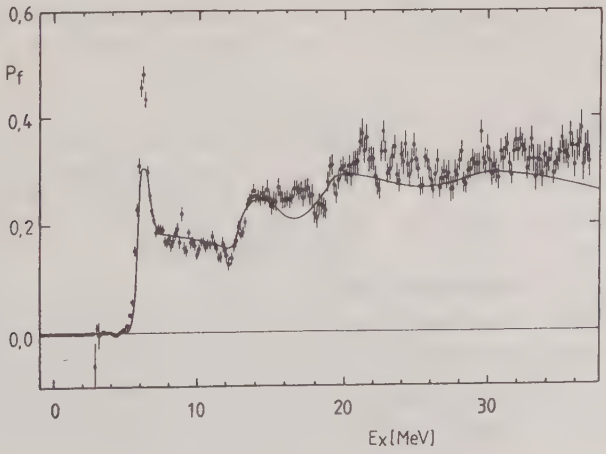
Die bei diesem Experiment gefundene Resonanz bei 11 MeV Anregungsenergie und einer Zerfallsbreite von 4,5 MeV setzt sich aus den drei Multipolaritäten L=0,2 und 4 zusammen. Die Trennung der ein-

zelnen Multipolaritäten ist nicht möglich. Eine Aussage über die Spaltwahrscheinlichkeit der isoskalaren Quadrupolriesenresonanz kann daher nicht erfolgen.

III.6 Die Spaltwahrscheinlichkeit oberhalb der B_{nf}-Schwelle

Nachdem im letzten Kapitel der Anregungsenergiebereich bis etwa 14 MeV ausführlich besprochen worden ist, soll nun die Spaltwahrscheinlichkeit bis 37 MeV Anregungsenergie betrachtet werden. Dabei liegt das Interesse weniger auf der Bestimmung der Spaltwahrscheinlichkeit von möglicherweise angeregten hochliegenden Riesenresonanzen, sondern auf der Untersuchung der Spalteigenschaften von ^{238}U bei hoher Anregungsenergie. In der Abbildung III.29 ist die gemessene Spaltwahrscheinlichkeit von ^{238}U im Anregungsbereich bis 37 MeV dargestellt. Zusätzlich ist das Ergebnis von Morsch et al. (Mors 82) eingetragen. Wie in Kapitel III.4 bereits erwähnt, stimmen beide Ergebnisse im Anregungsbereich von 7 bis 37 MeV sehr gut miteinander überein.

Abbildung III.29 Die Spaltwahrscheinlichkeit von ^{238}U bis 37 MeV Anregungsenergie

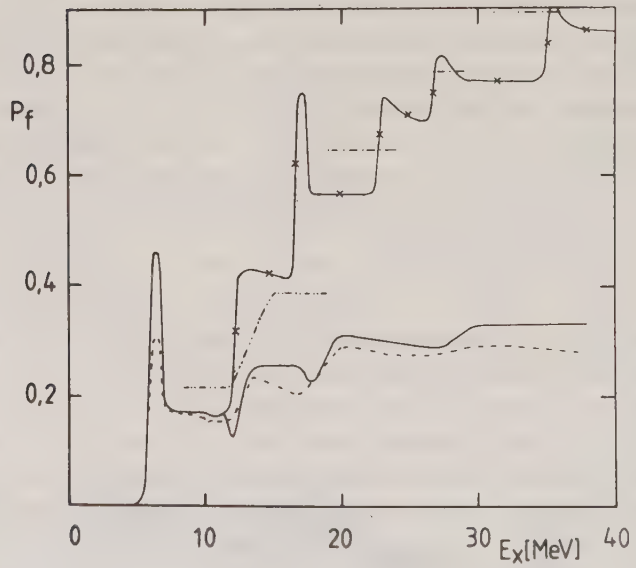


Legende: — ^{238}U ($\alpha,\alpha'f$), E_α = 172 MeV (Mors 82)

♦ diese Arbeit

In der Abbildung III.30 werden die Ergebnisse beider Messungen mit einer Messung zur Photospaltung von ^{238}U (Veys 73) und den Ergebnissen verschiedener Berechnungen dargestellt.

Abbildung III.30 Vergleich der gemessenen Spaltwahrscheinlichkeit für ^{238}U mit den Ergebnissen theoretischer Berechnungen.



Legende: ——— diese Messung

- - - - - - Mors 82

-·-·-·-·- Ries 84 (Berechnung)

-··-··-··- Veys 73

——×—— Modellrechnung nach den Gleichungen III.1-III.3 (vgl. Muti 85)

Wie schon in der Abbildung III.28 zu erkennen war, weichen die Ergebnisse zur Photospaltung und die Ergebnisse zur hadroninduzierten Spaltung von ^{238}U stark von einander ab. Die Spaltwahrscheinlichkeit bei photoinduzierter Spaltung steigt stärker mit der Anregungsenergie als bei der hadroninduzierten Spaltung. Dieser Eindruck wird durch die Messung von Ries et al. (Ries 84) verstärkt. So finden Ries et al. bei 40 MeV Anregungsenergie eine Spaltwahrscheinlichkeit bei Photospaltung vom $P_f \cong 1,0$, ganz im Widerspruch zu dem bei der hier vorliegenden Messung gefundenen Wert von $P_f \simeq 0,32$.

Zusätzlich sind in der Abbildung III.30 die Ergebnisse von zwei Modellrechnungen zur Spaltwahrscheinlichkeit von ^{238}U dargestellt. Beide Rechnungen stimmen im Rahmen der Genauigkeit solcher Modellrechnungen miteinander überein. Für die Modellrechnung von v.Mutius (Muti 85) wird die Spaltwahrscheinlichkeit von ^{238}U bei hohen Anregungsenergien aus der gemessenen Spaltwahrscheinlichkeit von ^{234}U bis ^{238}U im Anregungsbereich von 6 bis 12 MeV berechnet. Dazu wird die Spaltwahrscheinlichkeit eines Kerns bei der Anregungsenergie Ex ($P_f(A,Ex)$) wie folgt berechnet:

Anregungsenergiebereich $Ex = B_f - B_{nf}$ (von 6 bis 12 MeV)

$$P_f(A,Ex) = P_f(A,Ex) \qquad \text{(Gleichung III.1)}$$

$P_f(A,Ex)$ wird der Literatur entnommen

Anregungsenergiebereich $Ex = B_{nf} - B_{2nf}$ (von 12 bis 18 MeV)

$$P_f(A,Ex) = P_f(A,10\ MeV) + (1-P_f(A,10\ MeV)) \times P_f(A-1,\ Ex-B_n(A)) \qquad \text{(Gleichung III.2)}$$

$P_f(A-1, Ex - B_n(A))$ wird der Literatur entnommen

Anregungsbereich $Ex = B_{2nf} - B_{3nf}$ (von 18 bis 24 MeV)

$$P_f(A,Ex) = P_f(A,10\ MeV) + (1-P_f(A,10\ MeV)) \times P_f(A-1,10MeV) + \{1-P_f(A,10\ MeV) - (1-P_f(A,10\ MeV)) \times P_f(A-1,10\ MeV)\} \times P_f((A-2),Ex-B_{2n}(A)) \qquad \text{(Gleichung III.3)}$$

$P_f(A-2,Ex-B_{2n}(A))$ wird der Literatur entnommen

Diese Methode wird sinngemäß auch zu höheren Anregungsenergien hin fortgesetzt. Die den Berechnungen von v. Mutius zugrundeliegenden experimentellen Spaltwahrscheinlichkeiten für ^{234}U bis ^{238}U sind den Arbeiten von Back et al. (Back 74) entnommen.

Nur das Ergebnis der photoinduzierten Spaltung stimmt im Rahmen der Fehler mit der nach Gleichung III.1 bis III.3 berechneten Spaltwahrscheinlichkeit überein. Alle Ergebnisse zur Spaltwahrscheinlichkeit nach inelastischer Streuung $(\alpha,\alpha'f)$ werden im Anregungsenergiebereich von 12 bis 37 MeV deutlich überschätzt.

Bei 40 MeV Anregungsenergie sagen die verschiedenen Rechnungen eine Spaltwahrscheinlichkeit von mehr als 0,9 voraus, ganz in Übereinstimmung mit dem experimentellen Ergebnis von Ries et al. (Ries 84) für photoinduzierte Spaltung.

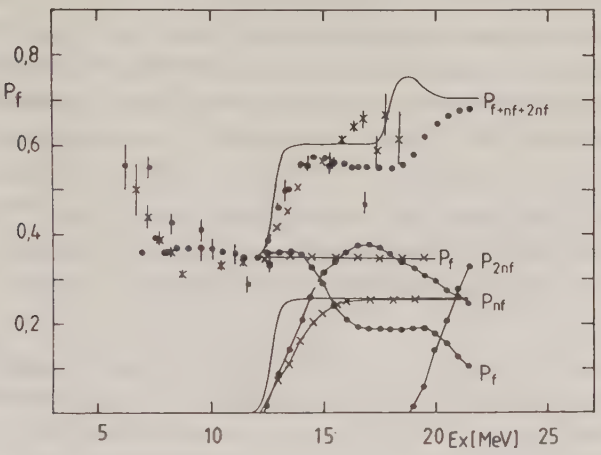
Da die Photospaltung für den gesamten Anregungsenergiebereich zwischen 12 und 37 MeV mit der berechneten Spaltwahrscheinlichkeit übereinstimmt, liegt die Schlußfolgerung nahe, daß für die Überschätzung der Spaltwahrscheinlichkeit nach inelastischer α-Teilchenstreuung nicht der Spaltvorgang selbst, sondern die Anregung des Compoundkerns durch die (α,α')-Reaktion verantwortlich ist. Ein Test für diese Vermutung wäre der Vergleich der in dieser Arbeit gemessenen Spaltwahrscheinlichkeit für ^{238}U mit Ergebnissen aus Untersuchungen der Spaltwahrscheinlichkeit von ^{238}U durch direkte Reaktionen (z.B. (n,f), (d,p)...).

Im Gegensatz zu ^{238}U liegen für ^{236}U eine Reihe von Untersuchungen zur Spaltwahrscheinlichkeit nach Anregung durch direkte Reaktionen vor. Es wird im Folgenden kurz auf die Ergebnisse für ^{236}U eingegangen. In der Abbildung III.31 wird die gemessene Spaltwahrscheinlichkeit für ^{236}U mit dem Ergebnis einer Berechnung nach der Gleichung III.1 bis III.3 verglichen.

Wie aus der Abbildung III.31 zu ersehen ist, werden die experimentellen Ergebnisse bis etwa 25 MeV Anregungsenergie durch die Berechnungen exakt wiedergegeben. Im Gegensatz zur (α,α')-Reaktion bei ^{238}U gibt es keinerlei Hinweise auf eine reduzierte Spaltwahrscheinlichkeit nach direkter Teilchentransferreaktion.

Man kann daher davon ausgehen, daß der Compoundkern durch die

Abbildung III. 31 Vergleich der Spaltwahrscheinlichkeit von ^{236}U für verschiedene Anregungsmechanismen.



Legende: ••• ^{235}U (n,f) (Brit 82)
^{232}Th (^{12}C, ^{8}Be g.s.) (Chei 81)
^{236}U (γ,f) (Cald 80)
—— Berechnung der Spaltwahrscheinlichkeit nach der Gleichung III.1 bis III.3

(α,α')-Reaktion anders angeregt wird als durch direkte Reaktion mit Hadronen oder durch Photoabsorption. Eine mögliche Erklärung für diese Tatsache ist die Annahme, daß dem Compoundkern durch die (α,α')-Reaktion nicht die gesamte von "außen" angebotene Anregungsenergie zugeführt wird.

Für die Photoabsorption haben Leprêtre et al. (Lepr 82) die Compoundkernenergie durch Messung der Neutronenmultiplizität bestimmt. Ihre Analyse zeigt, daß von 40 MeV absorbierter Gammaenergie dem Conpoundkern etwa 35 MeV übertragen werden. Erst oberhalb von 40 MeV Gammaenergie sinkt das Vermögen des Kerns deutlich ab, Energie in Compoundkernenergie umzusetzen. So werden von 70 MeV Gammaenergie nur noch 43 MeV auf den Compoundkern übertragen.

Da aber bis 40 MeV Gammaenergie die Compoundkernenergie der"äußeren"Anregungsenergie entspricht, wird verständlich, warum die berechnete Spaltwahrscheinlichkeit so gut mit den experimentellen Ergebnissen zur Photospaltung übereinstimmt.

Ist dagegen die äußere Anregungsenergie deutlich größer als die Anregungsenergie des Compoundkerns, so muß die theoretisch berechnete Spaltwahrscheinlichkeit die experimentellen Ergebnisse überschätzen, da explizit in den Berechnungen vorausgesetzt wird, daß äußere Anregungsenergie gleich der Compoundanregungsenergie ist.

Nimmt man die berechnete Spaltwahrscheinlichkeit für ^{238}U als richtig an, so erwartet man eine Spaltwahrscheinlichkeit von 0,32 nicht erst bei 37 MeV Anregungsenergie, sondern schon bei 12 bis 16 MeV.

Decowski et al. (Deco 84) haben den Reaktionsmechanismus der (α,α')-Reaktion bei 172 MeV Einschußenergie mit Hilfe der Reaktion $^{238}U(\alpha,\alpha' f_1 \wedge f_2)$ und ^{238}U $(\alpha,\alpha' p)$ genau untersucht. Die Ergebnisse deuten darauf hin, daß der Kern oberhalb der B_{nf}-Schwelle einen erheblichen Teil der von außen angebotenen Anregungsenergie durch Emission direkter oder Precompoundnukleonen abgibt. So verbleiben dem Compoundkern von 40 MeV äußerer Anregungsenergie nur etwa 12 MeV innerer Anregungsenergie.

Die hier untersuchte (α,α')-Reaktion scheint im Gegensatz zu anderen Reaktionsmechanismen (z.B. Photoabsorption, Teilchenabsorption oder Transferreaktion) nicht in der Lage zu sein, auf den Compoundkern erhebliche Anregungsenergie zu übertragen. Die eigentliche Ursache hierfür könnte der hohe übertragene Drehimpuls sein, der zu einer vermehrten Emission von Precompoundneutronen führt.

Zusätzlich wird die Spaltwahrscheinlichkeit mit zunehmendem Drehimpuls durch eine effektive Erhöhung der Spaltbarriere reduziert (Kupr 84). Beide Effekte führen insgesamt zu der stark reduzierten Spaltwahrscheinlichkeit von ^{238}U nach Anregung durch inelastische α-Teilchenstreuung.

Damit ist das Ergebnis der (α,α')-Reaktion zur Untersuchung der Spaltwahrscheinlichkeit mit den Ergebnissen aus anderen Reaktionsmechanismen nicht vergleichbar.

Für die Untersuchung der Spaltbarkeit der Riesenresonanzen darf daher die Spaltwahrscheinlichkeit des nichtresonanten Untergrundes nicht gleich dem Wert aus der Photoabsorptionsmessung gesetzt werden. Vielmehr muß die Spaltbarkeit des nichtresonanten Untergrundes bei solchen Streuwinkeln untersucht werden, bei denen die Anregungswahrscheinlichkeit der Riesenresonanzen minimal ist und so die Gesamtspaltwahrscheinlichkeit nicht beeinflußt wird.

Kapitel IV. Untersuchung der müoninduzierten Spaltung von Aktinidenkernen.

IV.1 Einführung

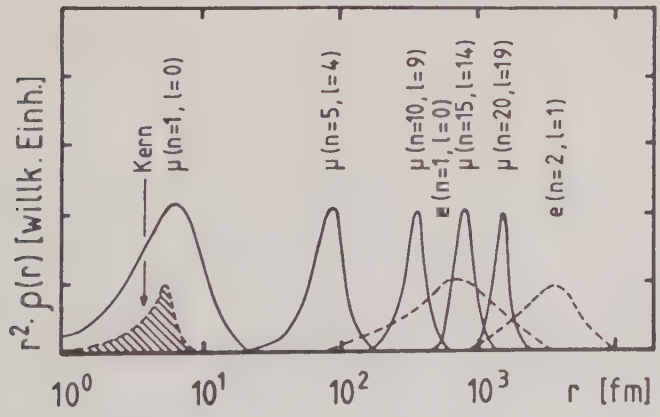
Nach der Entdeckung des Müons untersuchte Wheeler 1948 die Wechselwirkung des Müons mit dem Atomkern (Whee 48). Für die Aktinidenkerne kam er zu dem Schluß, daß das Müon auf zwei verschiedenen Wegen eine Kernspaltung auslösen kann. Zum einen kann das Müon beim Übergang 2p⟶1s Übergangsenergie strahlungslos auf den Kern übertragen und so den Kern zur Spaltung anregen. Diesen Übergang nannte Wheeler "äußere" Spaltung, da das Müon von außen die Spaltung induziert. Zum anderen wird das Müon im 1s-Orbital vom Kern absorbiert. Bei diesem Prozeß wird soviel Energie frei, daß der Kern spalten kann. Da die Anregungsenergie zur Spaltung quasi im Kern selbst entsteht, nannte Wheeler diesen Prozeß "innere" Spaltung. Wheeler sagte auch eine Erhöhung der Spaltbarriere bei der "äußeren" Spaltung von 0,6 MeV voraus. Erst 1960 gelang dann Balats et al. (Bala 60) der Nachweis, daß das Müon beim Übergang 2p⟶1s den Kern strahlungslos anregen kann. 1963 konnte dann Diaz zum ersten Mal die müoninduzierte Spaltung direkt nachweisen (Diaz 63). Da die "äußere" Spaltung nach weniger als 10^{-9}s nach Einfang des Müons am Atom stattfindet, nannte Diaz die "äußere" Spaltung prompte Spaltung und die "innere" Spaltung verzögerte Spaltung, da diese eine Lebensdauer von etwa 70-80 ns aufweist.

Diese Unterscheidung nach prompter Spaltung (p) und verzögerter Spaltung (d) wird auch in dieser Arbeit verwandt.

Zunächst soll der Weg des Müons in groben Zügen nachvollzogen werden. Der Müonstrahl wird durch Zerfall negativer Pionen erzeugt. Die Zerfallsmüonen werden durch starke Magnetfelder (Müonenkanal) fokussiert und stehen dem Experimentator am Ausgang des "Müonkanals" zur Verfügung. Die kinetische Energie der Müonen beträgt in dem hier beschriebenen Experiment etwa 10 MeV. Für den Einfang der Müonen an Kernen werden die Müonen durch Materie abgebremst. Diese Abbremsung durch Atomstöße auf einige keV kinetische Energie erfolgt dabei innerhalb von 10^{-9} bis 10^{-10}s(Mukh 77). Unterhalb dieser Energie ist die Müongeschwindigkeit kleiner als die Ge-

schwindigkeit der Valenzelektronen eines Atoms. Das Müon gibt seine restliche Energie durch Anregung von Valenzelektronen ins Kontinuum ab. Dieser Vorgang dauert in Festkörpern 10^{-13}s. Ist das Müon erst einmal in Ruhe, wird es von einem Atom eingefangen. Backe et al. (Back 72) fanden experimentelle Hinweise, daß das Müon in der atomaren Schale n=20 eingefangen wird. Der Einfang ins Atom dauert nur 10^{-14}s. Das Müon kaskadiert anschließend die müonischen Orbitale bis ins 1s-Orbital hinab. Dabei hat das Müon drei verschiedene Möglichkeiten, die dabei freiwerdende Bindungsenergie abzugeben. In den oberen Orbitalen $6 \leq n \leq 20$ befindet sich das Müon im Bereich der 1s-Elektronenschale. Wegen des Überlapps der Müon- und der Elektronenwellenfunktion kann das Müon seine freiwerdende Bindungsenergie als Auger-Elektronen abgeben. In der Abbildung IV.1 ist der rämliche Überlapp von Müon- und Elektronenwellenfunktion dargestellt.

Abbildung IV.1 Räumliche Struktur eines müonischen Wismutatoms (Hüfn 77)



Je tiefer das Müon gebunden wird, desto geringer wird der Überlapp zwischen Müon-und Elektronwellenfunktion und damit die Möglichkeit, die Bindungsernergie in Form von Auger-Elektronen freizusetzen. Unterhalb des Orbitals n = 10 dominiert daher die Gammaemission gegenüber der Emission von Auger-Elektronen. Wie aus der Abbildung IV.1 zu ersehen ist, hat das Müon für die tiefsten Orbitale $n \leq 4$ einen zunehmenden Überlapp mit der Kernwellenfunktion. Es besteht daher die Möglichkeit, dem Kern die freiwerdende Bindungsenergie strahlungslos zu übertragen.

Für das 3d-Niveau in ^{238}U beträgt die Wahrscheinlichkeit eines strahlungslosen Übergangs etwa 14 % (Joha 82) und für das 2p-Niveau etwa 23 % (Bala 60). Da die entsprechende Anregungsenergie für ^{238}U bei 9,6 MeV (3d$\longrightarrow$1s)bzw. bei 6,1 und 6,4 MeV (2p$\longrightarrow$1s) liegt, kann der Kern zur Spaltung angeregt werden. Da die Spaltung insgesamt nur etwa 10^{-9}s nach Einfang des Müons aus dem Müonenstrahl erfolgt, spricht man folgerichtig von der prompten Spaltung (Diaz 63). Wird der Kern jedoch nicht strahlungslos angeregt oder gibt er die strahlungslos übertragene Anregungsenergie statt durch prompte Spaltung durch Emission von Neutronen oder Gammaquanten ab, so befindet sich das Müon am Ende der Kaskade im 1s-Orbital. In diesem Zustand bleibt das Müon solange, bis es vom Kern eingefangen wird. Der dabei stattfindende elementare Prozeß lautet:

$$\mu^- + (A,Z) \longrightarrow (A,Z-1) + \nu_\mu \quad \text{bzw.}$$

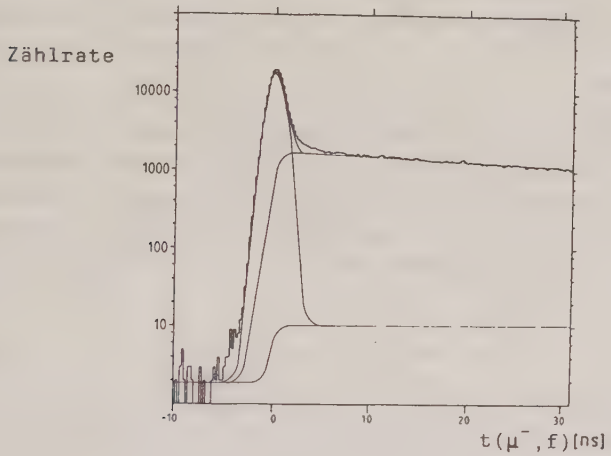
$$\mu^- + p \longrightarrow n + \nu_\mu$$

Da bei diesem Prozeß dem Kern im Mittel 16-18 MeV Anregungsenergie übertragen wird (Muti 85), kann der Kern auch durch Müoneinfang zur Spaltung angeregt werden. Da aber das Müon im Bereich der Aktinidenkerne eine typische Lebensdauer von 70-80 ns besitzt,ist die durch Müoneinfang induzierte Spaltung gegenüber der prompten Spaltung verzögert und wird daher auch verzögerte Spaltung genannt(Diaz 63).

Bei dem hier beschriebenen Experiment wurden die bei der prompten und verzögerten Spaltung auftretenden Spaltfragmente mit Hilfe von Oberflächensperrschichtdetektoren nachgewiesen. Mißt man die Zeit $t(\mu^-,f)$, die zwischen dem Einfang des Müons am Atom und der anschließenden Spaltung vergeht, so kann man im Zeitspektrum die

prompte und verzögerte Spaltung voneinander unterscheiden. Der experimentelle Aufbau und die experimentellen Ergebnisse werden in Kapitel IV.2 und IV.3 ausführlich beschrieben. Ein typisches Zeitspektrum $t(\mu^-,f)$ ist in der Abbildung IV.2 dargestellt.

Abbildung IV.2 Zeitspektrum $t(\mu^-,f)$ für ^{237}Np (vgl. auch Kapitel IV.3).



Nun kann man, wie in der Abbildung IV.2 dargestellt, den Anteil der prompten und der verzögerten Spaltung entfalten. Zum einen erhält man so die Lebensdauer des Müons im 1s-Orbital (70-80 ns für Aktinidenkerne) und zum anderen das Intensitätsverhältnis zwischen prompter und verzögerter Spaltung ("p/d-Verhältnis"). Sowohl die Lebensdauer τ als auch das p/d-Verhältnis sind für jedes hier untersuchte Nuklid (^{235}U, ^{238}U, ^{237}Np, ^{242}Pu und ^{244}Pu) charakteristisch. Im Kapitel IV.4 werden die Ergebnisse der Lebensdauermessung τ mit den Ergebnissen anderer Messungen verglichen. In Kapitel IV.3 wird sich bei der ausführlichen Diskussion zeigen, daß es für die befriedigende Beschreibung der Zeitspektren $t(\mu^-,f)$ für ^{237}Np, ^{242}Pu und ^{244}Pu notwendig ist, eine zweite Lebensdauer im Bereich $-2\ ns < t < 50\ ns$ (vgl. Abb. IV.18) anzunehmen.

Von der Existenz solcher zusätzlicher Komponenten wurde schon früher für ^{238}U berichtet (From 77, Ganz 78, Ahma 80). Mehrere theoretische Veröffentlichungen (Hade 77, Kam 83) legen die Vermutung

nahe, daß es sich bei dieser zweiten Komponente um den Nachweis der Spaltung des Formisomers handeln könnte. Die gefitteten Lebensdauern stimmen jdoch nicht mit den Lebensdauern bekannter Spaltisomere überein. Kapitel VII wird sich dann auch ausführlich mit der Frage beschäftigen, ob die gemessenen zweiten Lebensdauern im Zeitspektrum $t(\mu^-,f)$ ein Beweis für die Existenz von Spaltisomeren in Anwesenheit des Müons sein könnten. Der Nachweis der Existenz der müonischen Spaltisomere ist deshalb so bedeutungsvoll, da der Einfluß des Müons auf die Spaltbarriere so viel eindeutiger festzulegen ist, als durch die Berechnung der Spaltwahrscheinlichkeit der Übergänge $2p \longrightarrow 1s$ und $3d \longrightarrow 1s$.

In den Kapiteln V und VI werden die gemessenen p/d-Verhältnisse ausführlich diskutiert. Dabei wird auf die Unterschiede von prompter und verzögerter Spaltung eingegangen. In der Tabelle IV.1 sind die wichtigsten Unterscheidungsmerkmale zwischen der prompten und verzögerten Spaltung zusammengestellt.

Tabelle IV.1 Unterschiede zwischen prompter und verzögerter Spaltung des Kerns (A,Z)

Eigenschaft	prompte Spaltung	verzögerte Spaltung
spaltender Kern	(A,Z)	$(A-x\ ,Z-1)\ 0 \leqslant x \leqslant 4$
Anregungsmechanismus	strahlungslose Übergänge	Müonabsorption am Kern
Anregungsenergie	fest, entspricht der Übergangsenergie $2p \longrightarrow 1s$ (6-6,5 MeV) und $3d \longrightarrow 1s$ (9,5-9,7MeV)	breite Verteilung zwischen 0-40 MeV im Mittel etwa 18 MeV
Drehimpulsverteilung	fest, L = 1 und 2	Variabel, entspricht dem Drehimpuls der vor der Spaltung abgedampften Neutronen $0 \leqslant L \leqslant 3$
während der Spaltung anwesendes Müon?	ja	nein
Einfluß des Müons auf die Spaltbarriere?	ja	nein

Da bei der prompten und verzögerten Spaltung verschiedene Kerne bei unterschiedlicher Anregungsenergie spalten, erwartet man auch eine unterschiedliche Massenverteilung.

Da bei diesem Experiment die beiden Spaltfragmente in Koinzidenz nachgewiesen wurden, ist es zum ersten Mal möglich, die Massenverteilung der Spaltfragmente für prompte und verzögerte Spaltung zu messen (vgl. Jans 83, Muti 85).
In den Abbildungen IV.3 und IV.4 sind die Massenverteilungen der Spaltfragmente für prompte und verzögerte Spaltung von ^{242}Pu dargestellt (Muti 85).

Beide Masenverteilungen unterscheiden sich deutlich durch den unterschiedlichen Anteil von symmetrischer Spaltung, der auf die unterschiedliche Anregungsenergie des spaltenden Kerns zurückgeführt werden kann (vgl. Tabelle IV.1). Ähnliche Ergebnisse erhält man auch für die anderen untersuchten Nuklide (^{235}U, ^{238}U, ^{237}Np) (Muti 85, Jans 83).

Abbildung IV.3 Massenverteilung der Spaltfragmente der prompten Spaltung von ^{242}Pu (μ^-,f) (Muti85)

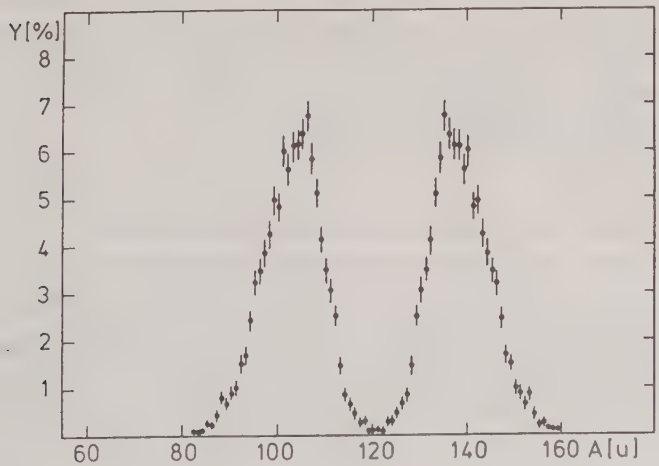
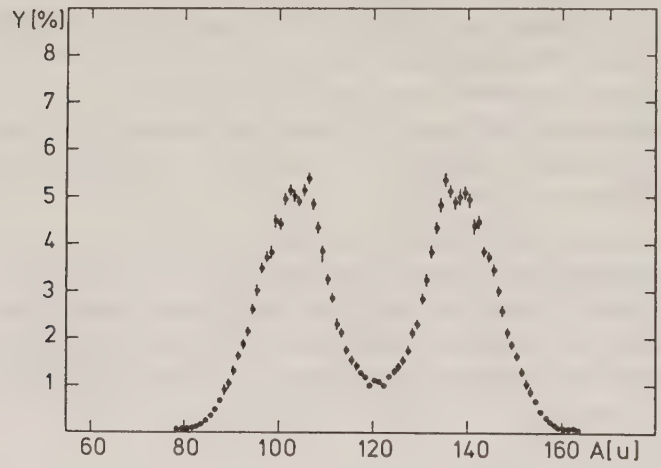


Abbildung IV.4 Massenverteilung der Spaltfragmente der verzögerten Spaltung von ^{242}Pu (μ^-,f) (Muti 85)

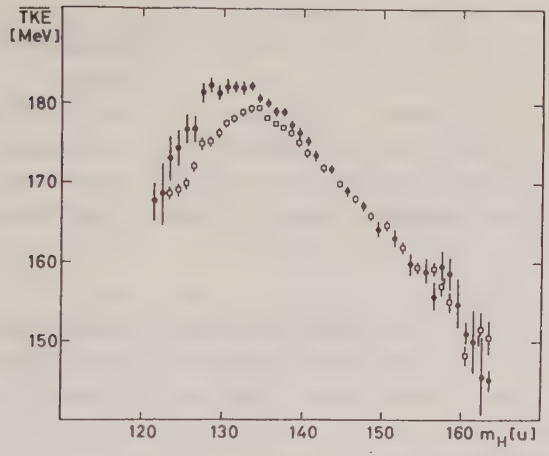


Da die spaltenden Kerne bei prompter und verzögerter Spaltung unterschiedliche Kernladungszahl haben, erwartet man auch Unterschiede bei der totalen kinetischen Energie der Spaltfragmente. In der Abbildung IV.5 ist die totale kinetische Energie als Funktion der schweren Spaltfragmentmasse dargestellt. Bei der Analyse der Ergebnisse zeigt sich, daß für die unterschiedlichen totalen kinetischen Energien zumindest drei Faktoren eine bedeutende Rolle spielen (Muti 85):

a) die schon erwähnte unterschiedliche Kernladung der spaltenden Kerne
b) das während der prompten Spaltung anwesende Müon
c) die unterschiedliche Anregungsenergie der spaltenden Kerne

In den Arbeiten von Janszen (Jans 83) und v. Mutius (Muti 85) werden die bei diesem Experiment gemessenen Massen- und Energieverteilungen der Spaltfragmente für die prompte und verzögerte Spaltung ausführlich diskutiert.

Abbildung IV.5 Totale kinetische Energie als Funktion der schweren Spaltfragmentmasse für die prompte und verzögerte Spaltung von ^{242}Pu (Muti 85).



$^{242}Pu(\mu^-,f)$ prompte Spaltung $^{242}Pu(\mu^-,f)$ verzögerte Spaltung

In den Kapiteln V imd VI dieser Arbeit wird ausführlich auf die unterschiedliche Spaltwahrscheinlichkeit pro Müonstop der prompten und verzögerten Spaltung eingegangen.

Der Vergleich verschiedener experimenteller Ergebnisse zur Bestimmung der Spaltwahrscheinlichkeit pro Müonstop wird starke Abweichungen der einzelnen experimentellen Ergebnisse aufzeigen. So finden Chultem et al. eine prompte Spaltwahrscheinlichkeit von $(2{,}0\pm0{,}5)\times10^{-3}$ für ^{238}U (Chul 75), während Reist et al. einen Wert von $(1{,}1\pm0{,}2)\times10^{-2}$ finden (Reis 80).

Hauptziel dieser Arbeit wird sein, die Auswirkung des Müons auf die Spaltwahrscheinlichkeit zu untersuchen. Dabei ist die gegenüber hadroninduzierter Spaltung reduzierte prompte Spaltwahrscheinlichkeit neben der Lebensdauer der müonischen Formisomere die entscheidende experimentelle Größe, die durch die Barrienerhöhung durch das Müon erklärt werden muß.

Die Erhöhung der Spaltbarriere durch das Müon wird zwischen 0,6

bis 1,0 MeV vermutet (Zare 61, Lean 75). Diese große Unsicherheit über das Maß der Barrierenerhöhung führt zu einer Unsicherheit der Vorhersage der prompten Spaltwahrscheinlichkeit pro Müonstop um einen Faktor von mehr als 100 für ^{238}U (vgl. Kapitel VI).

Da die prompte Spaltwahrscheinlichkeit pro Müonstop so empfindlich auf die Barrierenerhöhung reagiert, ist sie umgekehrt das geeignete Mittel, um die Barrierenerhöhung zu bestimmen. Dazu muß allerdings die prompte Spaltwahrscheinlichkeit so genau wie möglich bekannt sein. Da aber die experimentellen Ergebnisse, wie oben beschrieben, stark voneinander abweichen, ist eine direkte Bestimmung der Barrierenerhöhung aus experimentellen Ergebnissen mit zu großen Fehlern behaftet.

Da aber bei der verzögerten Spaltung das Müon nicht mehr existiert (vgl. Tabelle IV.1), läßt sich die verzögerte Spaltwahrscheinlichkeit recht genau berechnen. Dazu muß allerdings das Anregungsspektrum des Kerns nach Müoneinfang genau bekannt sein. Die Frage nach dem Anregungsspektrum des Kerns nach Müoneinfang wird in Kapitel V ausführlich beantwortet.

Kennt man zusätzlich auch die Spaltwahrscheinlichkeit der Kerne $(A-x,Z-1)$ $0 \leq x \leq 4$ (vgl. Tabelle IV.1), so kann die verzögerte Spaltwahrscheinlichkeit berechnet werden (Kapitel V.3).

Der systematische Fehler der berechneten verzögerten Spaltwahrscheinlichkeit beträgt nur 20-50% und ist deutlich kleiner als die Bandbreite der experimentellen Ergebnisse.

Durch Multiplikation der verzögerten Spaltwahrscheinlichkeit mit dem in dieser Arbeit bestimmten p/d-Verhältnis, erhält man die prompte Spaltwahrscheinlichkeit pro Müonstop mit einem Fehler von nur 20-50%. Wegen der hohen Genauigkeit der berechneten prompten Spaltwahrscheinlichkeit pro Müonstop ist es dann möglich, den Einfluß des Müons auf die Spaltbarriere sehr genau zu bestimmen.

Wie die Messung von Johansson et al. (Joha 80) gezeigt hat, wird die prompte Spaltung von mindestens zwei strahlungslosen Übergängen ($2p \longrightarrow 1s$ und $3d \longrightarrow 1s$) induziert. Da für ^{238}U zusätzlich die Wahrscheinlichkeit für strahlungslose Übergänge von $2p \longrightarrow 1s$ und $3d \longrightarrow 1s$ bekannt ist, läßt sich die Spaltwahrscheinlichkeit der

beiden strahlungslosen Übergänge berechnen.

Der absolute Fehler der berechneten Spaltwahrscheinlichkeit beträgt nur etwa 40% bzw. 80% (vgl. Kapittel VI.1)

Die gegenüber der Photoabsorption stark reduzierten Spaltwahrscheinlichkeiten beweisen eindeutig den Einfluß des Müons auf die Spaltbarriere.

In Kapitel VI.3 wird mit Hilfe des Progamms "FISALL" (Brit 74) die Spaltwahrscheinlichkeit der strahlungslosen Übergänge $2p \longrightarrow 1s$ simuliert. Aus dem Vergleich der aus der Simulation gewonnenen Barrierenparameter für hadron- und müoninduzierte Spaltung läßt sich der Einfluß des Müons auf die Spaltbarriere von ^{238}U sehr genau bestimmen.

In Kapitel VI.4 wird der Einfluß des Müons auf die Spaltwahrscheinlichkeit der strahlungslosen Übergänge $2p \longrightarrow 1s$ und $3d \longrightarrow 1s$ für ^{232}Th, ^{237}Np, ^{242}Pu und ^{244}Pu untersucht.

In Kapitel VII wird anschließend der Einfluß des Müons auf die Eigenschaften der Formisomere von ^{238}U, ^{237}Np, ^{242}Pu und ^{244}Pu untersucht. Es soll dabei vor allem geklärt werden, ob die in den Zeitspektren $t(\mu^-,f)$ für ^{237}Np, ^{242}Pu und ^{244}Pu gefundenen zweiten verzögerten Komponenten durch die Spaltung bekannter Formisomere erklärt werden kann.

IV.2 Experimenteller Aufbau

Die Experimente zur Untersuchung der müoninduzierten Spaltung wurden am Strahlplatz μE4 des Schweizerischen Instituts für Nuklearforschung durchgeführt (SIN 81).

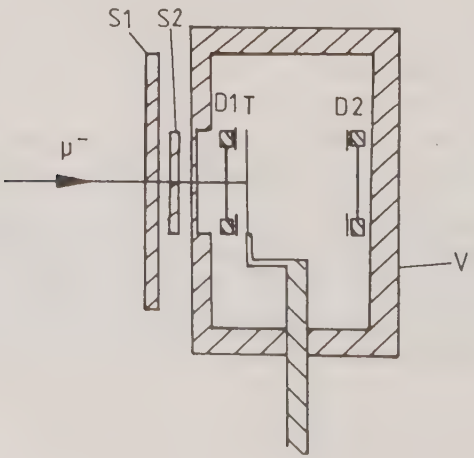
Dieser Strahlplatz bietet durch seine einzigartige Strahlführung die Möglichkeit, Experimente bei sehr kleinem Müonimpuls (50 MeV/c) und hoher Strahlintensität durchzuführen. Der von uns benutzte Müonstrahl hatte folgende Eigenschaften:

Müonimpuls:	47-50 MeV/c	
Intensität:	80-100 kHz	
Pionanteil am Strahl:	$<10^{-4}$	(SIN 81)
Strahlausdehnung:	ca. 4 x 6 cm^2	

Die Möglichkeit am Strahlplatz μE4 mit einem Müonstrahl so kleinen Impulses zu experimentieren macht überhaupt die Verwendung dünner Targets, die bei diesem Experiment benötigt werden, erst möglich (Jans 83).

Die Messungen wurden in vier Strahlzeiten zwischen 1981 und 1984 durchgeführt. Während der ersten drei Stahlzeiten wurden die Massen- und Energieverteilung der Spaltfragmente gemessen (Jans 83, Muti 85). Dazu wurde der in der Abbildung IV.6 dargestellte experimentelle Aufbau verwandt.

Abbildung IV.6 Experimenteller Aufbau zur Messung der müoninduzierten Spaltung in Dreifachkoinzidenz.



Legende:	μ^-	einlaufender Müonstrahl
	S1,S2	Szintillatorteleskop
	D1,D2	Oberflächensperrschichtdetektoren
	T	Target
	V	Vakumkammer

Der Müonstrahl passiert das Szintillatorteleskop S1∧S2 und tritt durch das dünne Eintrittsfenster in die Vakuumkammer ein. Das Szintillatorteleskop dient zur Diskriminierung von im Strahl befindlichen Elektronen. Zum anderen liefert jedes im Szintillatorteleskop nachgewiesene Müon ein Startsignal für die nachfolgende schnelle Koinzidenz mit den nachgewiesenen Spaltfragmenten. Der Müonstrahl durchquert den ersten Oberfächensperrschichtdetektor (Ortec, ⌀ 900 mm^2) und trift auf das Target. Ein Teil der Müonen wird im Target gestoppt, alle restlichen Müonen fliegen durch den Detektor D2 an die Wand der Vakuumkammer und werden dort oder auch im Detektor D2 gestoppt.

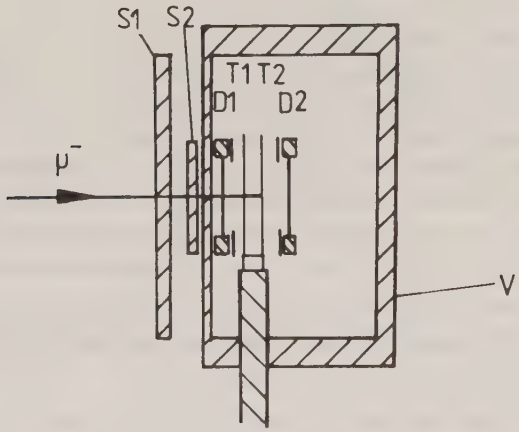
Die bei der Spaltung auftretenden Spaltfragmente werden in Koinzidenz durch zwei Oberflächensperrschichtdetektoren D1 und D2 nachgewiesen. Ein Zeit-zu-Pulshöhenumwandler mißt die Zeitdifferenz zwischen einlaufendem Müon (S1∧S2) und dem in Koinzidenz im Detektor D1 nachgewiesenen Spaltfragment $t(\mu^-,f)$. Die Pulshöhen der beiden Detektoren D1 und D2 und das Ausgangssignal des Zeit-zu-Pulshöhenumwandlers $t(\mu^-,f)$ werden in Dreifachkoinzidenz auf Band abgespeichert.

Bei der vierten Strahlzeit im Jahr 1984 wurde der Schwerpunkt auf die Messung der Zeitspektren mit möglichst hoher statistischer Genauigkeit gelegt. Zur Vermeidung systematischer Fehler bei der Aufnahme von Zeitspektren wurden zwei verschiedene Targets gleichzeitig im Strahl untersucht. Der dazu benutzte experimentelle Aufbau ist in der Abbildung IV.7 dargestellt.

Das Müon passiert auf seinem Weg zum Target zunächst das Szintillatorteleskop S1∧S2 (vgl. Abbildung IV.7). Nachdem das Müon die Kammerwand und den ersten Detektor durchquert hat, trifft es bei diesem Experiment auf zwei Targets.

Die beiden Targets sind durch eine für Spaltfragmente undurch-

Abbildung IV.7 Experimenteller Aufbau zur Messung der müoninduzierten Spaltung mit zweifacher Doppelkoinzidenz.



Legende:

μ^-	einlaufender Müonstrahl
S1,S2	Szintillatorteleskop
D1,D2	Oberflächensperrschichtdetektoren
V	Vakuumkammer
T1,T2	Targets

dringliche Folie aus 25 μm Aluminium getrennt. Damit wird erreicht, daß in Detektor D1 nur Spaltfragmente aus dem Target T1 und im Detektor D2 nur Spaltfragmente aus dem Target T2 nachgewiesen werden können. Im Unterschied zum ersten Aufbau werden bei diesem Experiment nur Doppelkoinzidenzen auf Band aufgenommen.

Eine Doppelkoinzidenz wird dabei definiert durch ein Pulshöhensignal in Detektor D1 oder D2 und dem gleichzeitigen Erscheinen eines Ausgangssignals des jeweils zugeordneten Zeit-zu-Pulshöhenumwandlers $t(\mu^-,f)$, der die Zeitdifferenz zwischen einlaufendem Müon und nachfolgender Spaltung mißt.

In der Tabelle IV.2 sind die wichtigsten Spezifikationen der während der vier Strahlzeiten verwandten Targets zusammengefaßt.

Tabelle IV.2 Zusammenstellung der wichtigsten Spezifikationen der während der vier Strahlzeiten verwandten Targets

Strahl-zeit	Target-material	Target-dicke$_2$ (µg/cm^2)	Herstel-lungs-art	Träger-folie	Dicke$_2$ (µg/cm^2)	Ø (mm)
Dez.81	$^{238}UF_4$	500	aufdampfen	Ni	160	30
Nov.82	$^{235}UF_4$	150	"	Ni	281	30
	$^{237}NpF_4$	200	"	Ni	280	35
März 83	$^{235}UF_4$	150	"	Ni	281	30
	$^{242}PuF_3$	150	"	Ni	320	30
März 84	$^{244}PuO_2$	45	elektrosprühen	Ti	11 200	32
	$^{237}NpF_4$	200	aufdampfen	Ni	280	35
	$^{242}PuF_3$	150	"	Ni	320	30

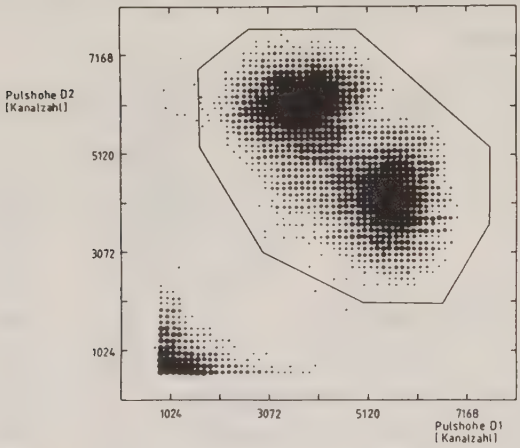
IV.3 Auswertung der Zeitspektren

Ziel der Auswertung muß es sein, aus den Rohdaten diejenigen Ereignisse herauszufiltern, bei denen zweifelsfrei feststeht, daß eine Spaltung nachgewiesen worden ist. Prinzipiell muß dabei zwischen den in Dreifachkoinzidenz und den in Zweifachkoinzidenz nachgewiesenen Ereignissen unterschieden werden.

In Abbildung IV.8 ist die Pulshöhe des Detektors D1 (PH1) gegen die Pulshöhe des Detektors D2 (PH2) aufgetragen. In der Mitte der Matrix sind die für asymmetrische Spaltung typischen Doppelhaufen zu erkennen. Durch das angedeutete zweidimensionale Fenster werden alle außerhalb dieser beiden Haufen liegenden Ereignisse verworfen.

Mit den so bereinigten Rohdaten wird das Zeitspektrum $t(\mu^-,f)$ erzeugt (vgl. Abbildung IV.10). Die Zeiteichung des Zeit-zu-Pulshöhenumwandlers erfolgt mit Hilfe eines Zeiteichungsgerätes (Ortec 462). Die Genauigkeit der Zeiteichung beträgt 1×10^{-4} und ist damit

Abbildung IV.8 Pulshöhe in Detektor D1 (PH1) gegen Pulshöhe in Detektor D2 (PH2) (Die Dicke der Rasterpunkte ist proportional der Zählrate)



weit genauer als die Zeitauflösung der Gesamtapparatur.

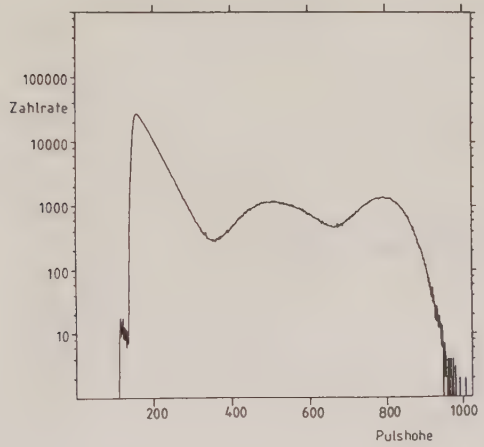
Um die Zeitspektren $t(\mu^-,f)$ aus verschiedenen Strahlzeiten oder auch aus einzelnen Meßperioden innerhalb einer Strahlzeit miteinander vergleichen zu können, werden die bereinigten Spektren auf eine gemeinsame Zeiteichung umgerechnet.

Für Messungen in Zweifachkoinzidenz ist die Trennung zwischen nachgewiesenen Spaltfragmenten und nachgewiesenen anderen Signalen nicht so eindeutig wie bei Messungen mit Dreifachkoinzidenz.

In der Abbildung IV.9 ist ein unbereinigtes koinzidentes Pulshöhenspektrum eines der beiden Spaltfragmentdetektoren dargestellt.

Die beiden Haufen bei einer Pulshöhe von 520 bzw. 800 entsprechen den nachgewiesenen schweren und leichten Spaltfragmenten. Bei den im Bereich von Kanalzahl 100-350 liegenden Ereignissen handelt es sich wahrscheinlich um Protonen, die durch Müoneinfang im Siliziummaterial des Spaltfragmentdetektors entstehen und hier nachgewiesen wurden. Die Intensität dieses Untergrundes fällt etwa exponentiell mit der Pulshöhe ab.

Abbildung IV.9 Unbereinigtes Pulshöhenspektrum eines der beiden Spaltfragmentdetektoren.



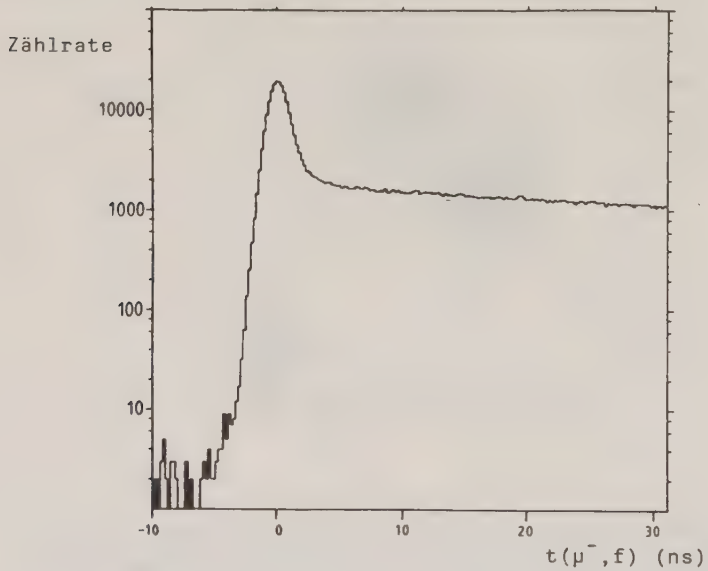
Der Vergleich mit Zeitspektren, die in Dreifachkoinzidenz aufgenommen worden sind, zeigt, daß erst bei Pulshöhen oberhalb der Kanalzahl 650 die Verfälschung der Zeitspektren durch die Untergrundsignale vernachlässigt werden kann.

Daher werden für alle Messungen, die in Zweifachkoinzidenz aufgenommen worden sind, ein eindimensionales Fenster auf die leichten Spaltfragmente gesetzt (Kanal 650-1000 in der Abbildung IV.9). Nur so ist gesichert, daß die Ergebnisse der Messung in Dreifach- und in Zweifachkoinzidenz miteinander vergleichbar sind.

Ein typisches Beispiel für ein so erzeugtes Zeitspektrum $t(\mu^-,f)$ ist in der Abbildung IV.10 dargestellt.

Wie schon in Kapitel IV.1 beschrieben, unterscheidet man bei der müoninduzierten Spaltung zwischen prompter und verzögerter Spaltung (logarithmischer Abfall für $t>2ns$ in der Abbildung IV.10). Mit Hilfe der Zeitspektren $t(\mu^-,f)$ wird die Lebensdauer τ des Müons im 1s-Orbital und das Verhältnis der prompten-zu-verzögerten Spaltwahrscheinlichkeit (p/d) bestimmt(vgl. Kapitel IV.1).

Abbildung IV.10 In Zweifachkoinzidenz aufgenommenes, bereinigtes und geeichtes Zeitspektrum $t(\mu^-,f)$ für ^{237}Np.



Zunächst soll beschrieben werden, wie die Lebensdauer τ anhand der gemessenen Zeitspektren $t(\mu^-,f)$ bestimmt wird, da dies eine notwendige Voraussetzung für die Bestimmung des p/d-Verhältnisses ist.

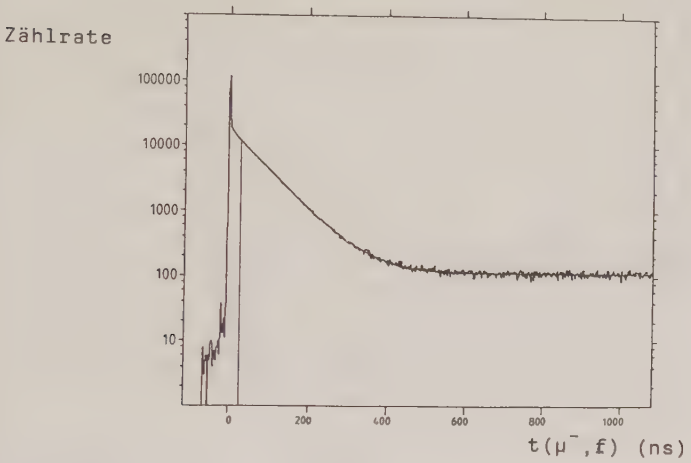
Dabei interessiert zunächst nur der Zeitpunkt $t \geq 2ns$ (Grenze 1) bis $t \leq 1{,}6\mu s$ (Grenze 2). In der Abbildung IV.11 ist das komprimierte Zeitspektrum $t(\mu^-,f)$ für ^{237}Np dargestellt.

Man erkennt sofort, daß das Spektrum für positive Zeiten ($t \geq 2ns$) durch eine Exponentialfunktion und einen konstanten Untergrund gefittet werden kann.

Die angenommene analytische Funktion lautet daher:

$$N(t) = N(0) \times e^{-t/\tau} + Bgd \qquad \text{(Gleichung IV.1)}$$

Abbildung IV.11 Komprimiertes Zeitspektrum $t(\mu^-,f)$ für ^{237}Np mit eingezeichnetem Fit nach der Gleichung IV.1.



Mit Hilfe des Programms "Timefit" (Jans 83) werden die drei Parameter N(0),τ und Bgd unabhängig von einander solange variiert, bis das X^2 ein Minimum erreicht (Bevi 69). Die vom Programm "Timefit" ermittelten Fehler der Parameter gelten nur unter der Voraussetzung der Unabhängigkeit der Fitparameter voneinander, da keine Kovarianzen berechnet werden.

Die komprimierten und bereinigten Zeitspektren $t(\mu^-,f)$ für ^{235}U, ^{238}U, ^{237}Np, ^{242}Pu und ^{244}Pu sind in den Abbildungen IV.11 bis IV.15 dargestellt. Zugleich ist jeweils das Ergebnis der Anpassung nach der Gleichung IV.1 eingetragen, wobei der Fitbereich bei +30ns beginnt (Grenze 1).

Ändert man die Grenzen des Fits von +2ns bis 1,6μs auf +70ns bis 1,6μs, so würde man - falls die vorgeschlagene analytische Funktion N(t) (vgl.Gleichung IV.1) die experimentellen Ergebnisse gut beschreibt - innerhalb der Fehlergrenze keine Änderung der Fitparameter erwarten.

Abbildung IV.12 Zeitspektrum $t(\mu^-,f)$ für ^{235}U

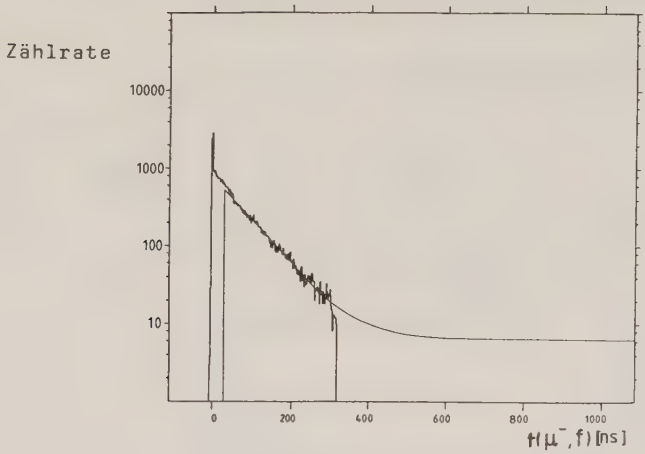


Abbildung IV.13 Zeitspektrum $t(\mu^-,f)$ für ^{238}U

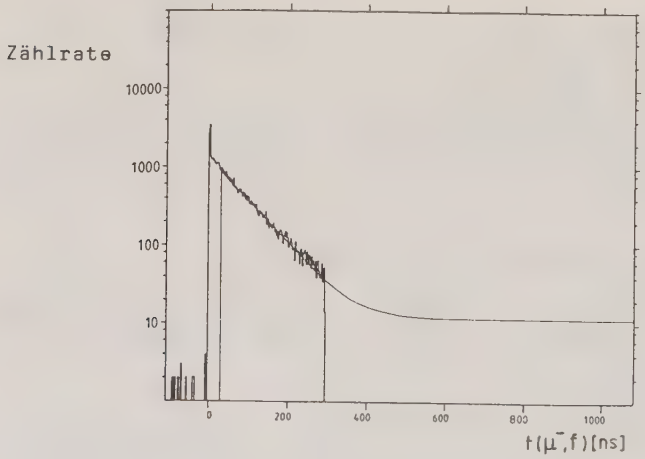


Abbildung IV.14 Zeitspektrum $t(\mu^-,f)$ für ^{242}Pu

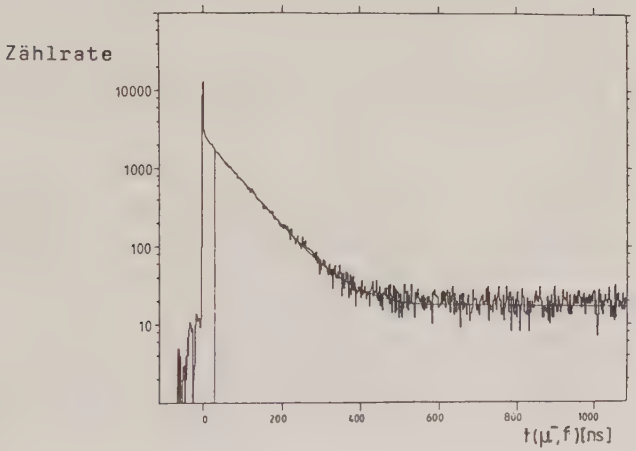
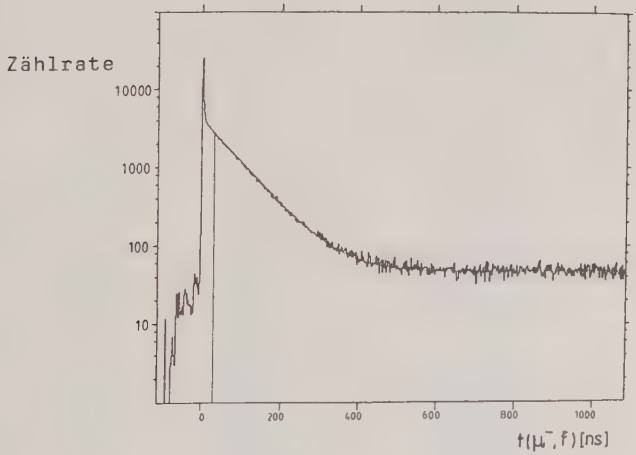


Abbildung IV.15 Zeitspektrum $t(\mu^-,f)$ für ^{244}Pu



Man stellt jedoch eine starke Abhängigkeit von N(0) und τ von der Grenze 1 fest. Als Beispiel sei das Ergebnis des Fits für ^{237}Np als Funktion der Grenze 1 in der Tabelle IV.3 dargestellt.

Tabelle IV.3 Abhängigkeit der drei Parameter N(0), τ und Bgd von der Grenze 1 anhand des Beispiels ^{237}Np

Grenze 1 (ns)	Grenze 2 (ns)	N(0) (ns^{-1})	τ (ns)	Bgd (ns^{-1})	X^2
6	1500	8750±18	69,1±0,1	56,5±0,3	1,15
10	1500	8688±14	69,4±0,1	56,4±0,3	1,02
20	1500	8615±16	69,4±0,1	56,4±0,3	0,96
30	1500	8594±26	69,8±0,1	56,3±0,3	0,96
50	1500	8579±35	69,8±0,2	56,3±0,3	0,95
70	1500	8616±48	69,7±0,2	56,3±0,3	0,96

Ähnliche Beobachtungen wurden schon früher für ^{238}U gemacht. So geben Ganzorig et al. (Ganz 78) und Ahmad et al. (Ahma 80) folgende Abhängigkeit der Lenbensdauer τ von der Grenze 1 an:

Tabelle IV.4 Abhängigkeit der Lebensdauer τ von der Grenze 1 für ^{238}U (Ganz 78).

Grenze 1 (ns)	Grenze 2 (ns)	τ (ns)
5	345	76,30±0,14
18	345	76,82±0,16
30	345	77,30±0,18
50	345	77,30±0,18

Tabelle IV.5 Abhängigkeit der Lebensdauer τ von der Grenze 1 für ^{238}U (Ahma 80)

Grenze 1 (ns)	Grenze 2 (ns)	τ (ns)
15	600	74,6±0,6
25	600	74,9±0,6
40	600	75,7±0,7
50	600	76,2±0,7

Ahmad et al. erklären dieses überraschende Verhalten durch die Existenz einer zweiten Lebensdauer τ_2 und geben folgende Lebensdauern an:

$$\tau_1 = 76,0\pm1,3ns \qquad \tau_2 = 18\pm5ns$$

Die Intensität dieser zweiten Komponente geben sie mit 8±2% der ersten Komponente an. In Tabelle IV.6 sind die Ergebnisse der Fits aller hier untersuchten Nuklide zusammengefaßt.

Tabelle IV.6 Ergebnisse der Fits der verzögerten Lebensdauer τ in Abhängigkeit von der Grenze 1

	Grenze 1 (ns)	Grenze 2 (ns)	τ (ns)	χ^2
^{235}U	6	306	70,17±0,52	1,59
	10	306	70,68±0,55	1,52
	20	306	71,16±0,60	1,53
	30	306	75,21±0,66	1,42
	50	306	75,19±0,86	1,13
	70	306	75,02±0,98	1,08
^{238}U	6	296	76,34±0,39	2,10
	10	296	76,47±0,48	2,11
	30	296	76,96±0,58	2,10
	50	296	78,07±0,52	2,11
	70	296	78,59±0,58	2,03
^{237}Np	6	1500	69,11±0,11	1,15
	10	1500	69,38±0,12	1,02
	30	1500	69,78±0,14	0,96
	50	1500	69,83±0,16	0,95
	70	1500	69,72±0,19	0,96
^{242}Pu	6	1500	73,77±0,30	1,61
	10	1500	74,10±0,31	1,59
	30	1500	75,17±0,36	1,55
	50	1500	75,41±0,36	1,56
	70	1500	75,10±0,50	1,56
^{244}Pu	6	1400	76,31±0,26	1,10
	10	1400	76,84±0,30	1,00
	30	1400	77,49±0,36	0,97
	50	1400	77,87±0,36	0,94
	70	1400	77,90±0,38	0,95

Für alle fünf untersuchten Nuklide ergibt sich eine starke Abhängigkeit der Lebensdauer τ von der Grenze 1. Die Ergebnisse für ^{235}U und ^{238}U zeigen eine besonders starke Abhängigkeit. Das liegt teilweise daran, daß die für diese beiden Nuklide gemessenen Zeitintervalle zu kurz sind, um den konstanten Untergrund durch Fit festzulegen. Diese Unsicherheit über die Höhe des Untergrundes (Bgd) ist wahrscheinlich die Ursache für die starke Abhängigkeit der Lebensdauer von der Fitgrenze. Diese beiden Nuklide werden daher bei der Untersuchung auf die Existenz einer zweiten Lebensdauer nicht berücksichtigt, obwohl nicht auszuschließen ist, daß auch bei diesen Nukliden eine solche Komponente existiert (vgl. Ahma 80). Für diese beiden Nuklide wird die Lebensdauer τ vom Fit mit dem kleinsten X^2 übernommen (vgl. Tabelle IV.6).

Für die drei Nuklide ^{237}Np, ^{242}Pu und ^{244}Pu wird versucht, die Zeitspektren mit Hilfe der folgenden analytischen Funktion zu fitten:

$$N(t) = N_1(0) \times e^{-t/\tau 1} + N_2(0) \times e^{-t/\tau 2} + Bgd \quad \text{(Gleichung IV.2)}$$

In diesem Fall werden die fünf Parameter $N_1(0)$, $N_2(0)$, τ_1, τ_2 und Bgd unter Minimierung des X^2 gefittet. In der Tabelle IV.7 sind die Ergebnisse des Fits als Funktion der Grenze 1 zusammengefaßt.

Tabelle IV.7 Ergebnisse der Fits der verzögerten Lebensdauern τ_1 und τ_2 in Abhängigkeit von der Grenze 1

	Grenze 1 (ns)	Grenze 2 (ns)	τ_1 (ns)	τ_2 (ns)	X^2
^{237}Np	4	1500	69,77±0,13	5,87±0,65	0,95
	10	1500	69,84±0,11	7,48±0,93	0,95
	20	1500	69,87±0,18	9,86±0,65	0,95
^{242}Pu	2	1500	74,96±0,39	8,52±2,1	1,54
	4	1500	75,30±0,44	13,05±2,7	1,52
	10	1500	75,32±0,50	13,70±4,7	1,52
^{244}Pu	2	1500	77,39±0,35	3,47±0,33	1,02
	4	1500	77,65±0,37	5,09±0,80	0,99
	10	1500	77,90±0,41	8,51±3,51	0,99

Vergleicht man die Ergebnisse der Tabelle IV.7 mit denen der Tabelle IV.6 so zeigt sich, daß die Abhängigkeit der Lebensdauer τ von der Grenze 1 durch Hinzufügen einer zweiten Lebensdauer τ_2 innerhalb der statistischen Fehler liegt. Außerdem stimmen die in der Tabelle IV.7 gezeigten Lebensdauern τ_1 mit den Ergebnissen der Fits oberhalb von 30ns aus der Tabelle IV.6 überein.

Die bei der hier besprochenen Messung gefundenen Lebensdauern τ des Müons im 1s-Orbital sind für die bei diesem Experiment untersuchten fünf Nuklide in Tabelle IV.8 zusammengefaßt.

Tabelle IV.8 Zusammenfassung der gemessenen Lebensdauern τ des Müons im 1s-Orbital

Nuklid	Lebensdauer τ (ns)
^{235}U	$75,0 \pm 1,0$
^{238}U	$78,6 \pm 0,6$
^{237}Np	$69,8 \pm 0,2$
^{242}Pu	$75,3 \pm 0,4$
^{244}Pu	$78,2 \pm 0,4$*

* Nach Korrektur der 9% Beimischung von ^{242}Pu im Target

Die Beschreibung der zweiten Komponente im Zeitspektrum $t(\mu^-,f)$ für ^{237}Np, ^{242}Pu und ^{244}Pu durch eine Lebensdauer hat à priori keine Begründung. Erst die Erklärung dieser Komponente als Zerfall des Spaltisomers (Ahma 80) rechtfertigt einen solchen Ansatz. Nach der Bestimmung der Lebensdauer τ und des konstanten Untergrundes des Bgd wird nun die prompte und verzögerte Spaltung in den Zeitspektren $t(\mu^-,f)$ entfaltet. Dazu wird die prompte Spaltung als asymmetrische Gaußkurve um den Zeitpunkt $t = t_o$ angepaßt (Jans 83, Chul 75).

$$f_1(t,t_o) = A_1 \times \begin{cases} \exp\left(-\frac{(t-t_o)^2}{2\sigma_1^2}\right) & t \leq t_o \\ \exp\left(-\frac{(t-t_o)^2}{2\sigma_2^2}\right) & t > t_o \end{cases}$$

(Gleichung IV.3)

Die verzögerte Spaltung wird mit Hilfe einer Exponentialfunktion (vgl. Gleichung IV.1) gefittet. Diese Exponentialfunktion wird jedoch mit der Zeitauflösung des Detektorsystems (Breite des prompten Peaks) gefaltet.

$$f_2(t,t_o) = A_2 \int_{t_o}^{+\infty} \exp\left(-\frac{t'-t_o}{\tau}\right) \times f_1(t,t') \times dt' \qquad \text{(Gleichung IV.4)}$$

Der konstante Untergrund Bgd wird für positive und negative Zeiten unterschiedlich gewählt:

$$\text{Bgd}(t) = \begin{cases} \text{Bgd 1} & (t \leq t_o) \\ \text{Bgd 2} & (t > t_o) \end{cases} \qquad \text{(Gleichung IV.5)}$$

Das p/d-Verhältnis wird wie folgt definiert:

$$p/d = \frac{\int_{-\infty}^{+\infty} f_1(t,t_o)\, dt}{\int_{-\infty}^{+\infty} f_2(t,t_o)\, dt} \qquad \text{(Gleichung IV.6)}$$

Von den acht freien Parametern (A_1, A_2, σ_1, σ_2, t_o, τ, Bgd_1, Bgd_2) werden drei (τ, Bgd_1, Bgd_2) festgehalten. τ wird von der Tabelle IV.8 übernommen, Bgd_2 wird gleich dem Untergrund (Bgd) aus der Gleichung IV.1 gesetzt (vgl. Tabelle IV.9) und Bgd_1 wird gleich Null gesetzt. Damit reduziert sich die Zahl der freien Variabeln auf fünf. Zusätzlich kann das Zeitinterval für den Fit von -3ns (Grenze 1) bis 1,6µs (Grenze 2) auf -3ns (Grenze 1) bis 300 ns (Grenze 2) reduziert werden, da der konstante Untergrund nicht mehr angepaßt werden braucht.

Die Ergebnisse der Fits mit fünf freien Parametern sind in der Tabelle IV.9 und in der Tabelle IV.10 zusammengestellt. Dabei wird das Verhältnis p/T als Verhältnis der prompten Spaltung zur Summe aus prompter und verzögerter Spaltung definiert.

Tabelle IV.9 Zusammenfassung der Fitergebnisse zur Bestimmung des p/d-Verhältnisses.

Nuklid	t_o (ns)	σ_1 (ns)	σ_2 (ns)	A_1 (ns^{-1})	A_2 (ns^{-1})	Bgd_2 (ns^{-1})
^{235}U	+0,05 ±0,03	0,82 ±0,02	0,50 ±0,02	2675 ±55	230 ±5	3,3
^{238}U	-0,08 ±0,02	0,53 ±0,01	0,43 ±0,02	3980 ±80	515 ±10	6,0
^{237}Np	0,007 ±0,005	0,712 ±0,003	0,831 ±0,005	88460 ±285	4430 ±10	51,85 ±0,055
^{242}Pu	0,03 ±0,02	0,71 ±0,01	0,67 ±0,01	11345 ±110	735 ±5	8,5 ±0,1
^{244}Pu	0,01 ±0,01	0,62 ±0,01	0,71 ±0,01	14190 ±125	740 ±5	12,7 ±0,1

Tabelle IV.10 Zusammenstellung der Fitergebnisse zur Bestimmung des p/d- und p/T-Verhältnisses

Nuklid	p/d-Verhältnis (%)	p/T-Verhältnis (%)	Zählrate x 1000	χ^2 -
^{235}U	14,5±1,0	12,6±0,2	36,1	3,3
^{238}U	9,5±0,5	8,7±0,1	56,3	2,4
^{237}Np	29,5±0,2	22,8±0,1	769,7	1,6
^{242}Pu	20,8±0,5	17,3±0,1	115,9	1,2
^{244}Pu*	26,3±0,6	20,8±0,2	119,9	1,0

*Nach Korektur der 9% Beimischung von ^{242}Pu im Target.

In den Abbildungen IV.2 und IV.16 bis IV.19 sind die Zeitspektren $t(\mu,f)$ im Bereich von -10 ns bis 30 ns für die fünf untersuchten Nuklide dargestellt. Mit eingezeichnet sind die Ergebnisse der Fits des prompten Peaks, der verzögerten Lebensdauer, des Untergrundes und die Summe aus allen drei Komponenten.

Abbildung IV.16 Fit des Zeitspektrums $t(\mu^-,f)$ von ^{235}U im Bereich des prompten Peaks.

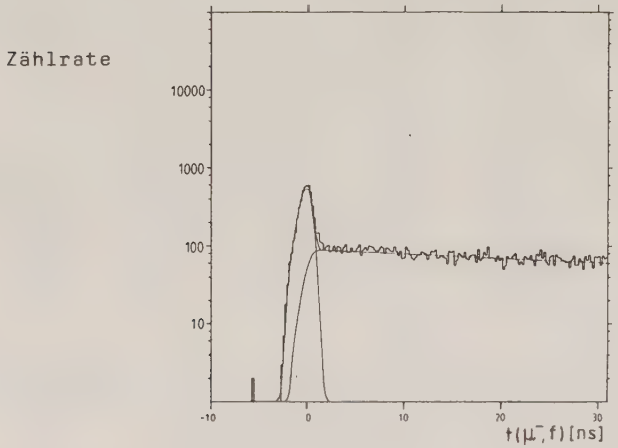


Abbildung IV.17 Fit des Zeitspektrums $t(\mu^-,f)$ von ^{238}U im Bereich des prompten Peaks.

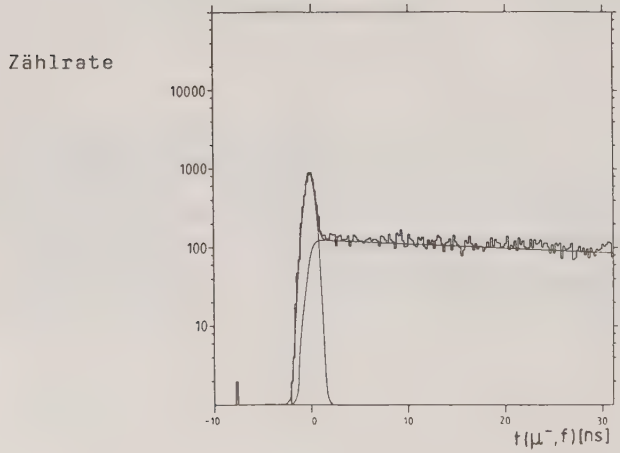


Abbildung IV.18 Fit des Zeitspektrums $t(\mu^-,f)$ von ^{242}Pu im Bereich des prompten Peaks.

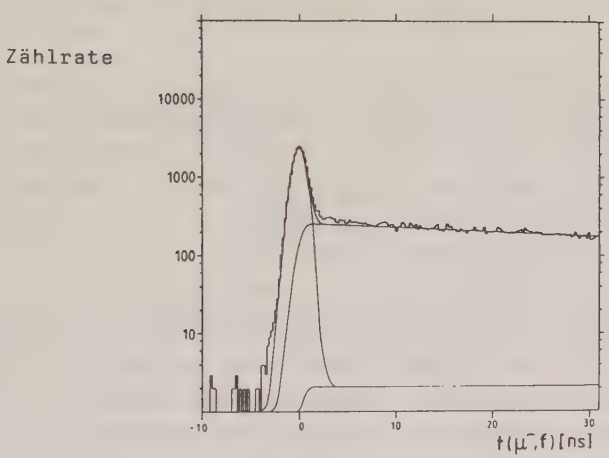
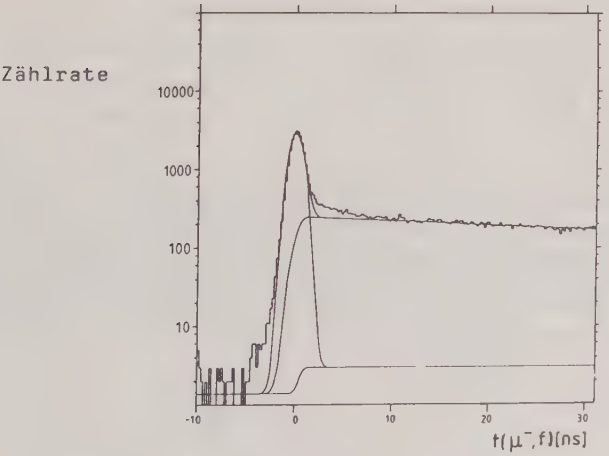


Abbildung IV.19 Fit des Zeitspektrums $t(\mu^-,f)$ von ^{244}Pu im Bereich des prompten Peaks.



Die bei allen Messungen aufgetretenen Asymmetrien der prompten Peaks werden nicht nur durch das unterschiedliche Zeitauflösungsvermögen von Szintillationszählern und Oberflächensperrschichtdetektoren verursacht, sondern auch durch die Instabilität der Zeitelektronik.

So sind bei allen Messungen Langzeitinstabilitäten von etwa 0,2 ns aufgetreten, die teilweise durch unterschiedliche Zeiteichungen für verschiedene Abschnitte der Experimente korrigiert werden konnten. Dies ist jedoch für ^{235}U nur unzureichend möglich gewesen, und daher rührt die stark asymmetrische Form des prompten Peaks (vgl. Abbildung IV.16).

Für die drei Nuklide ^{237}Np, ^{242}Pu und ^{244}Pu ist eine zweite verzögerte Zeitkomponente gefunden worden. Diese wurde bei der Bestimmung des p/d-Verhältnisses bisher nicht berücksichtigt. Der Fit mit nur einer verzögerten Komponente wurde gemacht, um die Ergebnisse dieser Arbeit mit den Ergebnissen aus der Literatur vergleichen zu können. Es existiert in der Literatur keine Messung, bei der der Einfluß der zweiten verzögerten Komponente auf das p/d-Verhältnis untersucht worden ist (vgl. Kapitel IV.4).

Um den Einfluß der zweiten verzögerten Komponente auf das p/d-Verhältnis untersuchen zu können, wurde die Funktion $f_2(t,t_o)$ wie folgt abgewandelt (vgl. Gleichung IV.4).

$$f_2(t,t_o) = A_2 \times \int_{t_o}^{+\infty} \exp\left(-\frac{(t'-t_o)}{\tau_1}\right) \times f_1(t,t')\,dt' + A_3 \times \int_{t_o}^{+\infty} \exp\left(-\frac{(t'-t_o)}{\tau_2}\right) \times f_1(t,t')\,dt' \qquad \text{(Gleichung IV.7)}$$

Die Zahl der möglichen Freiheitsgrade erhöht sich für den Fit von acht auf zehn. τ_1, Bgd_1 und Bgd_2 werden vorher festgelegt (vgl. Tabelle IV.8 und IV.9). Es bleiben demnach sieben Freiheitsgrade übrig. In der Tabelle IV.11 sind die Ergebnisse der Fits mit sieben freien Parametern zusammengestellt.

Tabelle IV.11 Zusammenstellung der Ergebnisse für die sieben freien Parameter zur Bestimmung des p/d-Verhältnisses

Nuklid	t_o (ns)	σ_1 (ns)	σ_2 (ns)	A_1 (ns^{-1})	A_2 (ns^{-1})	A_3 (ns^{-1})	τ_2 (ns)	χ^2
^{237}Np	0,045	0,735	0,68	84300	4780	10000	1,55	0,82
	+0,006	+0,003	±0,01	±1000	± 50	±1200	±0,09	
^{242}Pu	0,05	0,72	0,63	11315	720	180	14,2	1,00
	±0,02	±0,01	±0,01	± 100	± 5	± 15	±1,4	
^{244}Pu	0,06	0,65	0,60	14045	775	777	3,6	0,77
	±0,01	±0,01	±0,01	+ 125	± 10	± 75	±0,2	

Es gibt drei Möglichkeiten zur neuen Definition des p/d-Verhältnisses:

a) Die zweite verzögerte Komponente wird dem verzögerten Anteil zugerechnet (Variante a)
b) Die zweite verzögerte Komponente wird dem prompten Peak zugerechnet (Variante b)
c) Die zweite verzögerte Komponente wird weder dem prompten noch dem verzögerten Teil zugerechnet. (Variante c)

In der Tabelle IV.12 sind die Ergebnisse für das p/d-Verhältnis und das p/T-Verhältnis zusammengefaßt.
Vergleicht man die Tabellen IV.10 und IV.12 so stimmt der Fit mit nur einer verzögerten Komponente für ^{237}Np mit der Variante b) überein. Wegen der extrem kurzen Lebensdauer τ_2 wird die zweite Komponente eher dem prompten Peak zugerechnet. Für ^{242}Pu liegt der Fall gerade umgekehrt. Hier stimmt das Ergebnis aus der Tabelle IV.10 mit der Variante a) überein. Wegen der sehr langen Lebensdauer τ_2 wird für ^{242}Pu die zweite Komponente dem verzögerten Teil zugerechnet. Entsprechend liegt ^{244}Pu mit seiner mittleren Lebensdauer τ_2 gerade zwischen den beiden Extremen.

Tabelle IV.12 Ergebnisse der Fits der Zeitspektren $t(\mu^-,f)$ mit zwei verzögerten Komponenten.

Nuklid	Variante	p/d -Verhältnis (%)	p/T -Verhältnis (%)	Zählrate x 1000
^{237}Np	a	24,2±0,4	19,5±0,3	770
	b	29,9±0,1	23,1±0,3	770
	c	25,4±0,4	20,5±0,3	743
^{242}Pu	a	20,0±0,2	16,7±0,2	116
	b	25,7±0,6	20,5±0,4	116
	c	21,1±0,2	17,4±0,2	111
^{244}Pu	a	22,4±0,2	18,3±0,2	120
	b	28,1±0,2	21,9±0,2	120
	c	23,5±0,2	19,0±0,2	115

In der Tabelle IV.13 ist das Intensitätsverhältnis der zweiten verzögerten Komponente zur Gesamtzählrate (d_2/T) und zum prompten Peak zusammengestellt.

Tabelle IV.13 Zusammenstellung des d_2/p und des d_2/T-Verhältnisses für die drei Nuklide ^{237}Np, ^{242}Pu und ^{244}Pu

Nuklid	d_2/T (%)	d_2/p (%)
^{237}Np	3,5±0,5	18±3
^{242}Pu	3,7±0,7	22±5
^{244}Pu	3,6±0,6	20±4

Bei der hier gemachten Analyse zeigt es sich, daß die Ergebnisse der berechneten p/d-Verhältnisse stark davon abhängen, wie man die experimentellen Ergebnisse fittet und ob zusätzliche Zeitkomponenten im Fit zugelassen werden. Ein Vergleich der Varianten a) und b) der Tabelle IV.12 bietet einen Anhaltspunkt über die Größenordnung des systematischen Fehlers, der etwa bei 20 % liegt, verglichen mit dem statistischen Fehler von höchstens 2 % (vgl. Tabelle IV.10). Ähnliches gilt auch für die Ergebnisse zum Fit der verzögerten Lebensdauer τ. Vergleicht man die Ergebnisse aus der Tabelle IV.6

(Lebensdauer τ als Funktion der Grenze 1) mit den endgültigen Ergebnissen in Tabelle IV.8, so ist der mögliche systematische Fehler für die Ergebnisse von ^{237}Np, ^{242}Pu und ^{244}Pu um den Faktor 3-4 größer als der statistische Fehler.

IV.4 Vergleich der Ergebnisse zur Müonlebensdauer

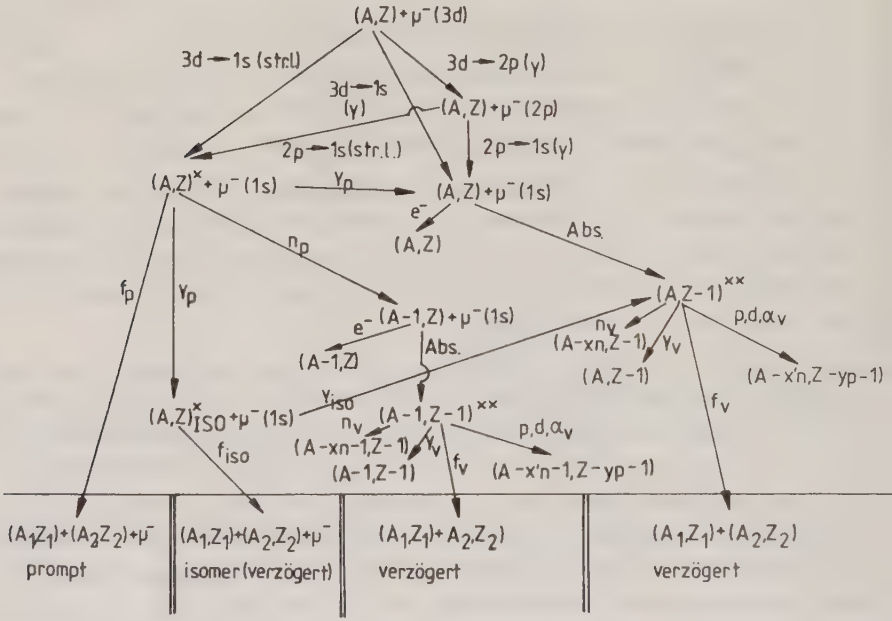
Wie im letzten Kapitel beschrieben, kann man in den Zeitspektren $t(\mu^-,f)$ zwei bzw. drei verschiedene Zeitkomponenten unterscheiden (prompte, verzögerte und möglichweise isomere Spaltung).

In dem Kapitel IV.1 wurde schon kurz angedeutet, daß die prompte und die isomere Spaltung durch strahlungslose Übergänge induziert werden. In der Abbildung IV.20 ist der Weg des Müons vom 3d-Niveau des müonischen Atoms bis hin zur experimentell beobachteten Spaltung vereinfacht dargestellt.

Die prompte und isomere Spaltung werden durch die strahlungslosen Übergänge 3d$\longrightarrow$1s und 2p$\longrightarrow$1s induziert (vgl. Kapitel V und VI). Strahlungslose Übergänge aus höheren Niveaus sind ebenfalls möglich, ihre Gesamtintensität beträgt höchstens 3 % pro Müonstop. Aus der Abbildung IV.20 ist zu ersehen, daß nicht jede strahlungslose Anregung des Kerns zu prompter oder isomerer Spaltung führt. Gibt der Kern seine Anregungsenergie in Form eines prompten Neutrons oder eines prompten Gammaquantes ab, so befindet sich das Müon am Ende im 1s-Orbital, ohne daß der Kern (A,Z) bzw. (A-1,Z) eine prompte oder isomere Spaltung durchgeführt hat. Befindet sich das Müon erst einmal im 1s-Orbital, so kann das Müon entweder in ein Elektron zerfallen "freier Zerfall" oder durch den Kern (A,Z) bzw. (A-1,Z) absorbiert werden.

Bei der Absorption des Müons erhält der Kern im Mittel etwa 16 bis 18 MeV Anregungsenergie. Diese Energie kann der Kern durch Emission von verzögerten Hadronen oder Gammaquanten abdampfen bzw. verzögert spalten

Abbildung IV.20 Der Weg des Müons vom 3d-Niveau bis hin zur prompten, verzögerten und isomeren Spaltung.



Legende:

strl	=	strahlungslose Anregung des Kerns durch Konversion
γ	=	Gamma-Quant-Emission
(A,Z)	=	Kern an dem das Müon eingefangen wurde
$(A,Z)^x$	=	angeregter Kern durch strahlungslosen Übergang (6-10 MeV Anregungsenergie)
$(A,Z)^{x}ISO$	=	isomerer Anregungszustand
$(A,Z)^{xx}$	=	stark angeregter Kern nach Müonabsorption ($\bar{E}x$ = 16-18 MeV)
p,v	=	prompt, verzögert
n,p,d,α	=	n,p,d,α -Emission
f	=	Spaltung
e^-	=	"freier Zerfall" des Müons aus dem 1s-Orbital

Die im Experiment beobachtete Lebensdauer τ des Müons im 1s-Orbital setzt sich aus zwei Lebensdauern zusammen. Wie aus der Abbildung IV.20 zu ersehen ist, wird das Müon nicht nur vom Kern (A,Z), sondern teilweise auch vom Kern (A-1,Z) absorbiert.

Wegen der Abhängigkeit der Müonlebensdauer von der Kernmasse (vgl. Gleichung V.16) und der unterschiedlichen Häufigkeit der Müonabsorption am Kern (A-1,Z) wird die gemessene Lebensdauer für verschiedene Isotope unterschiedlich stark beeinflußt. Für ^{232}Th ist die gemessene Lebensdauer τ um etwa 0,2ns zu kurz. Für ^{239}Pu beträgt der Fehler schon 1ns und ist damit vergleichbar mit der Genauigkeit neuerer theoretischer Berechnungen (Wilc 80).

In diesem Kapitel sollen die bei diesem Experiment bestimmten Lebensdauern τ mit den Ergebnissen anderer Experimente verglichen werden. Die Lebensdauer τ des Müons im 1s-Orbital kann nicht nur durch den Nachweis der verzögerten Spaltung, sondern auch durch Messung anderer Zerfallskanäle des Kerns nach Müoneinfang bestimmt werden (vgl. Abbildung IV.20).

Da alle Zerfallskanäle die Lebensdauer des Müons im 1s-Orbital wiederspiegeln, sollten die Ergebnisse für alle Zerfallskanäle übereinstimmen. Dies ist jedoch dann nicht der Fall, wenn im Zeitspektrum $t(\mu^-,f)$ eine zweite Komponente nachgewiesen wird, die möglicherweise dem Spaltisomer zuzuordnen ist. Bloom (Bloo 74) und Hadermann (Hade 77) haben versucht, den Einfluß des Isomers auf die gemessene Lebensdauer τ abzuschätzen. Aus der Differenz der gemessenen Lebensdauer τ für den Spaltkanal und den Ergebnissen aus anderen Zerfallskanälen (n,γ,f und "freier"Zerfall e^-) lassen sich die Lebensdauer und die Anregungswahrscheinlichkeit des Isomers berechnen.

Sowohl Bloom (Bloo 74) als auch Hadermann (Hade 77) sagen eine signifikante Verringerung der Lebensdauer τ im Spaltkanal gegenüber allen anderen Zerfallskanälen voraus. Um diese Voraussagen zu überprüfen, werden in den Tabellen IV.14 bis IV.21 die Ergebnisse verschiedener Messungen miteinander verglichen.

Tabelle IV.14 Lebensdauer τ für ^{232}Th

nachgewiesener Zerfall	τ (ns)	P_p	P_d	p/d	Referenz
f	74,2±5,6			0,064±0,0022	Diaz 63
f	87,0±4,0	$(5,0\pm1,2)_{\bar{x}}\ 10^{-4}$	$(3,8\pm0,9)_{\bar{x}}\ 10^{-3}$	0,130±0,012	Chul 75
f	84,0±4,5		0,0049±0,007		Gavr 76
f	77,3±0,3				Ganz 78
f	78,5±2,0	$(1,2\pm0,3)_{\bar{x}}\ 10^{-3}$	$(2,3\pm0,6)_{\bar{x}}\ 10^{-2}$	$(5,1\pm0,8)_{\bar{x}}\ 10^{-2}$	Reis 80
n		$5,9\times10^{-3}$ (R)	$4,5\times10^{-2}$ (R)	0,059±0,008	Zgli 78
n	80,1±0,6			0,049	Wilc 78
e^-	80,4±2,0				Hash 76
e^-	79,2±2,0				John 77

$\bar{f}$ * 77,4±0,3 ns

$\bar{e}^-$ * 79,8±1,4 ns

$\bar{n}$ * 80,1±0,6 ns

* Zur Berechnung der Mittelwerte wird jeder einzelne Meßwert mit seinem Fehler gewichtet (vgl. Bran 81).

Legende: P_p = prompte Spaltung pro Müonstop

P_d = verzögerte Spaltung pro Müonstop

p/d = Verhältnis von prompter zu verzögerter Spaltung

(R) = Rechnung

Tabelle IV.15 Lebensdauer τ für ^{233}U

nachgewiesener Zerfall	τ (ns)	P_p	P_d	p/d	Referenz
f	61,7±3,8			0,046±0,030	Budi 70
f	68,5±0,7	$(6,9\pm1,4)_{\bar{x}}\ 10^{-2}$	$(3,3\pm0,6)_{\bar{x}}\ 10^{-1}$	0,205±0,008	Reis 80

$\bar{f}$ = 68,3±0,7 ns

Tabelle IV.16 Lebensdauer τ für ^{235}U

nachgewiesener Zerfall	τ (ns)	P_p	P_d	p/d	Referenz
f	66,5±4,2			0,111±0,021	Diaz 63
f	75,6±2,3	$(5,1\pm1,2)_{\bar{x}}\ 10^{-3}$	$(3,2\pm0,8)_{\bar{x}}\ 10^{-2}$	0,17 ±0,01	Chul 75
f	72,8±0,6	$(3,2\pm0,6)_{\bar{x}}\ 10^{-2}$	$(2,8\pm0,6)_{\bar{x}}\ 10^{-1}$	0,115±0,005	Reis 80
f	71,5±0,9	$(1,7\pm0,3)_{\bar{x}}\ 10^{-2}$	$(1,25\pm0,2)_{\bar{x}}\ 10^{-1}$	0,138±0,009	Ahma 80
f	72,9±0,9				Wilc 80
n	73,7±0,8			0,11	Wilc 78
e^-	78,0±4,0				Hash 76
e^-	75,4±1,9				John 77
f	75,0±1,0			0,145±0,010	diese Arbeit

$\bar{f}$ 72,9±0,4 ns (ohne den Wert dieser Arbeit)

$\bar{e^-}$ 75,9±1,7 ns

$\bar{n}$ 73,7±0,8 ns

$\bar{f}$ 73,2±0,4 ns (neuer Mittelwert unter Berücksichtigung des Ergebnisses dieser Arbeit)

Tabelle IV.17 Lebensdauer τ für ^{237}Np

nachgewiesener Zerfall	τ (ns)	P_p	P_d	p/d	Referenz
f	72,0±2,0	$(3,1\pm0,3)_{\bar{x}}\ 10^{-2}$	$(9,1\pm0,4)_{\bar{x}}\ 10^{-2}$	0,34±0,04	Alek 75
f	71,3±0,9				Wilc 80
n	73,5±1,4				Wilc 78
n	71,3±0,9				Schr 79
f	69,8±0,2			0,295±0,002	diese Arbeit

$\bar{f}$ 71,4±0,8 ns (ohne der Wert dieser Arbeit)

$\bar{n}$ 71,9±0,8 ns

$\bar{f}$ 69,9±0,2 ns (neuer Mittelwert unter Berücksichtigung des Ergebnisses dieser Arbeit)

Tabelle IV.18 Lebensdauer τ für ^{238}U

nachgewiesener Zerfall	τ (ns)	P_p	P_d	p/d	Referenz
f	75,6±2,9			0,072±0,014	Diaz 63
f	74,1±2,8			0,048±0,025	Budi 70
f	76,0±1,0	$(2,03\pm0,45)_{\bar{x}}\ 10^{-3}$	$(2,9\pm0,65)_{\bar{x}}\ 10^{-2}$	0,071±0,003	Chul 75
f	77,1±0,2				Ganz 78
f	77,9±0,5				Wilc 80
f	77,7±0,6	$(1,1\pm0,2)_{\bar{x}}\ 10^{-2}$	$(1,4\pm0,3)_{\bar{x}}\ 10^{-1}$	0,079±0,006	Reis 80
f	76,0±1,3	$(0,6\pm0,23)_{\bar{x}}\ 10^{-2}$	$(0,68\pm0,18)_{\bar{x}}\ 10^{-1}$	0,089±0,017	Ahma 80
n	78,3±1,0			0,08	Wilc 78
e^-	81,5±2,0				Hash 76
e^-	73,5±2,0				John 77
γ	78,6±1,5				From 77
γ	79,1±0,5				Kapl 76
f	78,6±0,6			0,095±0,005	diese Arbeit
$\bar{f}$	77,2±0,2	(ohne den Wert dieser Arbeit)			
$\bar{e}^-$	77,5±2,8	(Varianz erhöht nach Brandt)			(Bran 81)
$\bar{\gamma}$	79,1±0,5				
$\bar{n}$	78,3±1,0				
$\bar{f}$	77,3±0,2	(neuer Mittelwert unter Berücksichtigung des Ergebnisses dieser Arbeit)			

Tabelle IV.19 Lebensdauer τ für ^{239}Pu

nachgewiesener Zerfall	τ (ns)	P_p	P_d	p/d	Referenz
f	70,0±3,0	$(1,4\pm0,2)_{\bar{x}}\ 10^{-2}$	$(3,4\pm0,6)_{\bar{x}}\ 10^{-2}$	0,41±0,09	Alek 75
f	76,0±9,0				Cojo 66
f	70,1±0,7				Wilc 80
f				0,28±0,04	Buta
n	72,6±0,6			0,14	Wilc 78
n		0,10(R)	0,49(R)	0,116±0,012	Zgli 78
n	70,1±0,7				Schr 79
e^-	77,5±2,0				Hash 76
e^-	73,4±2,8				John 77
$\bar{f}$	70,1±0,7 ns				
$\bar{n}$	71,5±2,7 ns	(Varianz erhöht nach Brandt)			(Bran 81)
$\bar{e}^-$	74,8±1,6 ns				

Tabelle IV.20 Lebensdauer τ für ^{242}Pu

nachgewiesener Zerfall	τ (ns)	P_p	P_d	p/d	Referenz
f	79,0±5,0	$(3,9\pm1,0)_{\bar{x}}\ 10^{-2}$	$(9,1\pm1,8)_{\bar{x}}\ 10^{-2}$	0,43±0,14	Alek 75
f	75,4±0,9				Wilc 80
n	77,2±1,1			0,17	Wilc 78
n	75,4±0,9				Schr 79
f	75,3±0,4			0,208±0,005	diese Arbeit
$\bar{f}$	75,5±0,9 ns	(ohne den Wert dieser Arbeit)			
$\bar{n}$	76,1±0,7 ns				
$\bar{f}$	75,3±0,4 ns	(neuer Mittelwert unter Berücksichtigung des Ergebnisses dieser Arbeit)			

Tabelle IV.21 Lebensdauer τ für ^{244}Pu

nachgewiesener Zerfall	τ (ns)	P_p	P_d	p/d	Referenz
f	78,2±0,4			0,263±0,006	diese Arbeit

In der folgenden Tabelle sind die Differenzen der gemessenen Lebensdauern : $\bar{\tau}_e - \bar{\tau}_n$, $\bar{\tau}_e - \bar{\tau}_f$, und $\bar{\tau}_n - \bar{\tau}_f$ zusammengefaßt.

Tabelle IV.22 Differenz der gemessenen Lebensdauern

Nuklid	$\bar{\tau}_{e^-} - \bar{\tau}_n$ (ns)	$\bar{\tau}_n - \bar{\tau}_f$ (ns)	$\bar{\tau}_{e^-} - \bar{\tau}_f$ (ns)
^{232}Th	-0,3±1,5	2,7±0,7	2,4±1,4
^{235}U	2,2±1,9	0,5±0,9	2,7±1,7
^{238}U	-0,8±3,0	1,0±1,0	0,2±2,8
^{237}Np	-	2,0±0,8	-
^{239}Pu	3,3±3,1	1,4±2,8	4,7±1,7
^{242}Pu	-	0,8±0,8	-

Im Gegensatz zu Wilcke et al. (Wilc 80) läßt sich in den meisten Fällen kein signifikanter Unterschied in den Ergebnissen der verschiedenen Zerfallskanäle mehr feststellen.

In zwei Fällen (^{232}Th und ^{237}Np) ist die Differenz ($\bar{\tau}_n - \bar{\tau}_f$) signifikant von Null verschieden. Gerade bei diesen beiden Nukliden erwartet man aber keine starke Anregung eines Spaltisomers (vgl. Kapitel VII).

Schon Wilcke hat darauf hingewiesen, daß die Bestimmung der Lebensdauer τ durch den Nachweis des Zerfallselektrons oder der Zerfallsneutronen Nachteile gegenüber dem Nachweis durch Spaltung hat.

Beim Nachweis der Zerfallselektronen bzw. der Zerfallsneutronen ist der Untergrund aus zufälligen Ereignissen weitaus höher als beim Nachweis durch Spaltung. Gleichzeitig wird die Messung sensitiv auf jede Art von Müoneinfang in der Umgebung.

Außerdem werden beide Nachweismethoden durch den Zerfall derjenigen Müonen verfälscht, die nach der prompten Spaltung an einem der beiden Spaltfragmente adsorbiert werden.

Heute ist bekannt, daß 90% aller Müonen nach prompter Spaltung am schweren Fragment adsorbiert werden (Belo 83). Ist die prompte Spaltwahrscheinlichkeit pro Müonstop bekannt, läßt sich die Verfälschung der gemessenen Lebensdauer τ korrigieren. Wegen der Lebensdauer des Müons am schweren Spaltfragment von etwa 130 ns (Ganz 78, Schr 79) sollte für ^{232}Th und ^{238}U die gemessene Lebensdauer τ um etwa 0,2 ns für den Neutronennachweis und um 0,3 ns für den Elektronennachweis zu groß sein.
Für ^{235}U, ^{237}Np, ^{239}Pu, ^{242}Pu und ^{244}Pu liegt die gemessene Lebensdauer entsprechend um 0,6 bis 1,2 ns bzw. 2 bis 4 ns zu hoch.

Die berechneten Korrekturen der Lebensdauer τ sind in Übereinstimmung mit den experimentellen Ergebnissen von Wilcke et al. (Wilc 78). Wilcke hat die gemessenen Werte τ_n für ^{235}U, ^{239}Pu und ^{242}Pu entsprechend korrigiert. Für ^{237}Np war ihm dies aus experimentellen Gründen nicht möglich, so daß der in der Tabelle IV.17 eingetragene Wert um etwa 1 ns zu groß ist. Die experimentellen Ergebnisse von Schröder et al. (Schr 79) sind nicht durch die Absorption der Müonen am schweren Fragment beeinflußt, da die Neutronen, die aus der Absorption des Müons durch die Spaltfragmente stammen, von den übrigen Neutronen unterschieden werden konnten.

Besonders interessant ist die Betrachtung der Ergebnisse zur Messung der Lebensdauer τ durch den Nachweis des "freien" Zerfalls des Müons. Für die beiden Elemente mit hoher prompter Spaltwahrscheinlichkeit (^{235}U, ^{239}Pu), für die der Elektronenzerfall untersucht wurde, liegen jeweils zwei experimentelle Ergebnisse vor.

Die Ergebnisse von Hashimoto et al. (Hash 76) liegen für beide Nuklide deutlich höher als die Ergebnisse aus Spaltexperimenten. Eine Reduktion der Ergebnisse für ^{235}U um 2,5 ns bzw. 4 ns für ^{239}Pu, führt zu einer sehr guten Übereinstimmung mit den Ergebnissen aus Spaltexperimenten.

Die Ergebnisse von Johnson et al. (John 77) liegen deutlich tiefer als die Werte von Hashimoto et al. und sind in Übereinstimmung

mit Ergebnissen aus dem Nachweis der Spaltfragmente. Diese gute Übereinstimmung läßt sich durch die von Johnson korrigierte Verfälschung der Lebensdauer τ_{e^-} durch Kupfer im Targetmaterial erklären. Durch diese Korrektur wurde gleichzeitig der Einfluß der Elektronen aus dem Zerfall der an den Spaltfragmenten adsorbierten Müonen mitkorrigiert.

Elektronen- und Neutronenmessungen und auch Messungen von Gammaquanten zum Nachweis der Müonenabsorption am Kern werden durch diejenigen Müonen beeinflußt, die nach prompter Spaltung an einem der beiden Spaltfragmente adsorbiert werden. Solange aber die Zahl der prompten Spaltungen pro Müonstop nicht genau bekannt ist, sind die Verfälschungen der gemessenen Lebensdauern τ nicht exakt zu korrigieren.

Darüber hinaus sind die gemessenen Zeitdifferenzen $\bar{\tau}_n - \bar{\tau}_f$ bzw. $\bar{\tau}_{e^-} - \bar{\tau}_f$ nur noch für ^{232}Th und ^{237}Np signifikant von Null verschieden. Für diese beiden Nuklide wird nur eine geringe Anregungswahrscheinlichkeit des Formisomers erwartet (vgl. Kapitel VII.). Daher liegt der Schluß nahe, daß es sich bei den verschiedenen signifikanten Abweichungen um systematische Fehler handelt. Eine Existenz des Formisomers für ^{235}U, ^{238}U, ^{239}Pu und ^{242}Pu ist schon heute aus den Zeitdifferenzen $\bar{\tau}_n - \bar{\tau}_f$ und $\bar{\tau}_{e^-} - \bar{\tau}_f$ nicht mehr abzuleiten.

Im nächsten Kapitel werden die experimentellen Ergebnisse zur Bestimmung der Lebensdauer τ des Müons im 1s-Orbital mit den Ergebnissen von Berechnungen nach verschiedenen Modellansätzen verglichen.

Kapitel V. Verzögerte Spaltung

V.1 Müonabsorption aus dem 1s-Orbital

Wie in der Abbildung IV.20 schon zu erkennen war, hat das Müon im 1s-Orbital zwei verschiedene Zerfallsmöglichkeiten:

1) "freier Zerfall" $\mu^- + (A,Z) \longrightarrow e^- + \overline{\nu}_{e^-} + \nu_\mu + (A,Z)$

2) Müonabsorption durch den Kern (A,Z)

$$\mu^- + (A,Z) \longrightarrow (A,Z-1) + \nu_\mu$$

Die beiden Zerfallsraten Λ_{e^-} und Λ_c addieren sich zur Gesamtzerfallsrate Λ :

$$\Lambda = \Lambda_{e^-} + \Lambda_c \quad \text{bzw.} \qquad \text{(Gleichung V.1)}$$

$$1/\tau = 1/\tau_{e^-} + 1/\tau_c \qquad \text{(Gleichung V.2)}$$

Diese Lebensdauer τ wird im Experiment durch die Messung eines der möglichen Zerfallskanäle (e^- aus dem"freien"Zerfall oder γ, n, p, d, α, f) bestimmt.

Im Prinzip handelt es sich bei dem "freien" Zerfall des gebundenen Müons um denselben physikalischen Vorgang wie beim Zerfall eines Müons im Vakuum. Messungen der Lebensdauer τ_{e^-} zeigen, daß die Lebensdauer τ_{e^-} des Müons im gebundenen Zustand gegenüber dem freien Müon verlängert ist.

Drei physikalische Phänomene führen zu einer Verringerung der Zerfallsrate Λ_{e^-} (Fein 63):

a) Reduktion des Phasenraums durch die Bindungsenergie des Müons im 1s-Orbital
b) Relativistische Zeitdilatation durch die Bewegung des Müons im 1s-Orbital
c) die Möglichkeit einer virtuellen Streuung des Müons am Kern.

Huff et al. haben den Einfluß des Kerns auf die Lebensdauer τ_{e^-} für verschiedene Kerne berechnet (Huff 61). In der Tabelle V.1 werden die Ergebnisse der Rechnungen von Huff et al. mit experimentellen Daten verglichen (Blai 62).

Für Aktinidenkerne erwartet man ähnliche Ergebnisse wie für Blei. Die freie Zerfallsrate für die Aktinidenkerne beträgt damit

$\Lambda_{e^-}(A,Z) = 4{,}52 \times 10^5 \times 0{,}85\ s^{-1} = 3{,}84 \times 10^5 s^{-1}$ (Pove 70). Die gemessenen Zerfallsraten Λ müssen um diesen Wert $\Lambda_{e^-}(A,Z)$ korrigiert werden, um die Müonabsorptionsrate Λ_c zu erhalten.

$$\Lambda_c = \Lambda - \Lambda_{e^-}(A,Z) \qquad \text{(Gleichung V.3)}$$

$$\Lambda_c = \Lambda - 3{,}84 \times 10^5 s^{-1}$$

Tabelle V.1 Vergleich der berechneten und gemessenen Reduktion der Zerfallsrate $\Lambda_{e^-}(A,Z)$

Z	Experiment (Blai 62)	Theorie (Huff 61)
23	1,00±0,04	0,98
26	1,00±0,04	0,98
27	0,94±0,04	0,97
28	0,96±0,04	0,97
30	0,93±0,04	0,96
50	0,87±0,04	0,92
74	0,78±0,04	0,85
82	0,86±0,04	0,84

In der Tabelle V.2 sind die Ergebnisse für $\bar{\tau}_f$ aus den Tabellen IV.14 - IV.21 um $\tau_{e^-}(A,Z)$ korrigiert.

Tabelle V.2 Lebensdauer τ_c für verschiedene Aktinidenkerne.

Nuklid	$\bar{\tau}_f$ (ns)	Λ_c ($10^5\ s^{-1}$)	τ_c (ns)
^{232}Th	77,4±0,3	125,4±0,5	79,8±0,3
^{233}U	68,3±0,7	142,6±1,3	70,1±0,7
^{235}U	73,2±0,4	132,8±0,7	75,3±0,4
^{238}U	77,3±0,2	125,7±0,3	79,6±0,2
^{237}Np	69,9±0,2	139,2±0,4	71,8±0,2
^{239}Pu	70,1±0,7	138,8±1,4	72,0±0,7
^{242}Pu	75,3±0,4	129,0±0,7	77,5±0,4
^{244}Pu	78,2±0,4	124,0±0,7	80,6±0,4

Damit liegen die experimentellen Ergebnisse für Λ_c vor und können mit den Vorhersagen verschiedener theoretischer Modelle verglichen werden.

Im folgenden werden einige Modelle zur Beschreibung der Müonabsorption an komplexen Kernen vorgestellt. Alle Modelle beschreiben die Müonabsorption bei komplexen Kernen durch die elementare Müonabsorption an einem Proton des Kerns.

Die allgemeine Gleichung lautet:

$$(A,Z) + \mu^-(1s) \longrightarrow (A,Z-1)^x + \nu_\mu \qquad \text{(Gleichung V.4)}$$

wobei die eigentliche Absorption des Müons an einem Proton erfolgt:

$$p + \mu^- \longrightarrow n + \nu_\mu \qquad \text{(Gleichung V.5)}$$

Jedes Modell sollte die Anregungsenergieverteilung des Kerns (A,Z-1) nach Müoneinfang und die Lebensdauer τ_c vorhersagen können. Eng verbunden mit der Berechnung der Anregungsenergieverteilung ist die Vorhersage über die Zahl der nach Müoneinfang abgedampften Neutronen und geladenen Hadronen sowie die verzögerte Spaltwahrscheinlichkeit pro Müonstop

Es wird sich zeigen, daß viele Modelle speziell zur Berechnung der Lebensdauer τ_c oder zur Berechnung der Anregungsenergie des Kerns entwickelt wurden. Das sogenannte "Riesenresonanzmodell" ist jedoch als einziges in der Lage sowohl die Lebensdauer τ_c als auch die Anregungsenergieverteilung des Kerns befriedigend zu beschreiben.

Von Primakoff (Prim 59) stammt die Idee, die Müonabsorption als "Vier-Fermionen"-Wechselwirkung zu beschreiben (vgl. Gleichung V.5).

Mit dem vom ihm entwickelten "Primakoff-Hamilton Operator" kann die Absorptionsrate Λ_c an einem Kern (A,Z) wie folgt berechnet werden. (Über 74)

$$\Lambda_c = K \times Z_{eff}^4 \times Z^{-1} \times (G_V^2 M_V^2 + 3G_A^2 M_A^2 + (G_p^2 - 2G_p G_A) M_p^2) + \Lambda_c' \qquad \text{(Gleichung V.6)}$$

wobei gilt:

$$K = \frac{\alpha^3 m_\mu^5}{2\pi^2}$$

$$Z_{eff}^4 = Z^4 \langle |\varphi|^2 \rangle \qquad \text{(Gleichung V.7)}$$

wobei unter $<|\varphi|^2>$ das über den Kern gemittelte Quadrat der Wellenfunktion des Müons verstanden wird.

G_V, G_A, G_P effektive Fermi-, Gammov-Teller- und pseudo-skalare Kopplungskonstante.

Die Kopplungskonstanten G_V, G_A, G_P hängen mit den universellen Kopplungskonstanten der schwachen Wechselwirkung (g_V, g_A, g_P) wie folgt zusammen (Prim 59):

$$G_V = g_V \times (1 + \frac{E_V}{2m(A,Z)c^2}) \qquad \text{(Gleichung V.8)}$$

$$G_A = -g_A - g_V (\frac{E_V}{2m(A,Z)c^2}) \qquad \text{(Gleichung V.9)}$$

$$G_P = (g_P - g_A + g_V)(\frac{E_V}{2m(A,Z)c^2}) \qquad \text{(Gleichung V.10)}$$

g_V, g_A, g_P sind die bekannten Kopplungskonstanten der schwachen Wechselwirkung.

Mit $E_V \longrightarrow 0$ wird $G_V = g_V$, $G_A = -g_A$, $G_P = 0$, man erhält die aus dem β-Zerfall bekannten Kopplungskonstanten

$$M_V^2 = \frac{1}{\sqrt{2J_i+1}} \sum_{M_i,M_f} \left(\frac{\vec{v}_{if}}{m_\mu}\right)^2 \int \frac{d\Omega_V}{4\pi} \left| <J_f M_f | \sum_{j=1}^{A} \tau_j^- \exp(-i\vec{v}_{if}\vec{r}_j) | J_i M_i > \right|^2 \qquad \text{(Gleichung V.11)}$$

$$M_A^2 = \frac{1}{\sqrt{18J_i+9}} \sum_{M_i,M_f} \left(\frac{\vec{v}_{if}}{m_\mu}\right)^2 \int \frac{d\Omega_V}{4\pi} \left| <J_f M_f | \sum_{j=1}^{A} \tau_j^- \sigma_j \exp(-i\vec{v}_{if}\vec{r}_j) | J_i M_i > \right|^2 \qquad \text{(Gleichung V.12)}$$

$$M_P^2 = \frac{1}{\sqrt{2J_i+1}} \sum_{M_i,M_f} \left(\frac{\vec{v}_{if}}{m_\mu}\right)^2 \int \frac{d\Omega_V}{4\pi} \left| <J_f M_f | \sum_{j=1}^{A} \tau_j^- \frac{\vec{v}_{if}}{|v_{if}|} \sigma_j \exp(-i\vec{v}_{if}\vec{r}_j) | J_i M_i > \right|^2 \qquad \text{(Gleichung V.13)}$$

Λ_c' Restkorrektur ($\simeq 10$ %), die den Einfluß des Kernrückstoßes bei der Müonabsorption beschreibt.

Im folgenden werden zwei Modelle skizzieren, die bis heute am erfolgreichsten die Müoneinfangrate Λ_c beschreiben können. Es sind dies das Riesenresonanzmodell als Erweiterung der Berechnung direkter Übergänge und das Modell nach Primakoff ("Primakoff-Formel").

Zunächst soll die Müonabsorption durch leichte Kerne besprochen werden. Man kann, ähnlich wie beim β-Zerfall, die Neutrinowellenfunktion exp $(i \vec{v}_{if} \times \vec{r}_j)$ aus den Gleichungen V.11 - V.13 nach Potenzen von $(\vec{v}_{if} \times \vec{r}_j)$ um $\vec{r}_j = 0$ entwickeln:

$$\exp (i \vec{v}_{if} \times \vec{r}_j) = 1 + i \vec{v}_{if} \times \vec{r}_j \quad \text{....(Gleichung V.14)}$$

Durch Vernachlässigung des linearen und aller höheren Glieder der Entwicklung beschränkt man die Berechnung auf diejenigen Übergänge, die beim β-Zerfall mit übererlaubt bzw. erlaubt bezeichnet werden.

Da auch die Kopplungskonstanten G_v, G_A und G_p mit $E_\nu \longrightarrow 0$ in die Kopplungskonstanten g_v und g_A übergehen, ist die Analogie zwischen β-Zerfall und Müoneinfang offensichtlich. Fujii und Primakoff (Fuji 59) haben daher die aus dem β-Zerfall bekannten Übergangsmatrixelemente zur Berechnung der Müoneinfangrate benutzt. Ihre Ergebnisse für drei leichte Nuklide sind in der Tabelle V.3 zusammengefaßt.

Tabelle V.3 Vergleich der berechneten und gemessenen Müonabsorptionsrate (Prim 59)

Müoneinfang an	Übergang	Rechnung (ns^{-1})	exp (ns^{-1})
^3He	$^3He \longrightarrow {}^3H$	1460	1505 ± 46 (Auer65)
^6Li	$^6Li \longrightarrow {}^6He$	1790	$1600 \,{}^{+\,330}_{-\,129}$ (Deut68)
^{12}C	$^{12}C \longrightarrow {}^{12}B$ g.s.	6200	6200 ± 300 (Budi70)

Die Übereinstimmung zwischen Theorie und Experiment ist sehr überzeugend. Der Müoneinfang am Proton und am ^3He sind die beiden einzigen Fälle, bei denen der Müoneinfang innerhalb eines Isospinmultiplets erfolgen kann.

Bei allen anderen Nukliden führt der Müoneinfang grundsätzlich zu $T_>$ Zuständen. Damit ist im Rahmen der Fujii-Primakoff-Nährung (Fuji59) das Fermi-Matrixelement (vgl. Gleichung V.8) zu vernachlässigen. Das Gamov-Teller-Matrixelement (Gleichung V.9) ist damit das einzig verbleibende Matrixelement für die Berechnung des Müoneinfangs an leichten Kernen.

Während bei den drei Beispielen aus der Tabelle V.3 der Grundzustand des Nachbarkerns der dominierende Endzustand nach Müoneinfang ist, gilt das für alle anderen Kerne nicht mehr (Mukh 77).

Je schwerer die betrachteten Kerne werden, desto größer ist die räumliche Ausdehnung des Kerns und der Überlapp mit der Müonwellenfunktion Damit stimmt aber die Annahme einer über das gesamte Kernvolumen konstanten Neutrinowellenfunktion (Fujii-Primakoff-Nährung) nicht mehr (vgl. Gleichung V.14). Es werden zunehmend höhere Entwicklungsterme der Neutrinowellenfunktion wichtig. In der Sprache des β-Zerfalls bedeutet das aber, daß einfach- und mehrfachverbotene Übergänge bedeutsam werden.

Bei mittelschweren Kernen ($A \leq 100$) ist der einfachverbotene Übergang zu etwa 50 % an der gesamten Übergangsstärke beteiligt. Bei den dabei angeregten Zuständen handelt es sich um Analogzustände der bekannten isovektoriellen Dipolresonanz (vgl. Kapitel III.1)

Für Nuklide, die im Grundzustand $T_o \neq 0$ besitzen, werden durch Müonabsorption nahezu ausschließlich Zustände mit $T = T_z = T_o+1$ angeregt. Für ^{208}Pb ist das Intensitätsverhältnis zwischen Anregung von Zuständen mit $T = T_z = T_o + 1$ und Zuständen mit $T+1 = T_z = T_o+1$ 23:1 (Mukh 77).

Bei Elektronenstreuexperimenten und durch Photoabsorption werden hingegen nur Zustände mit $T = T_o$, $T_z = T_o$ und $T = T_o+ 1$, $T_z = T_o$ angeregt. So ist die Müonabsorption ein idealer Weg, um die Isospinabhängigkeit der Kernkräfte zu messen. Man braucht nur die im Tochterkern nach Müonabsorption und Photoabsorption angeregten Einteilchenzustände zu vergleichen und kann so den Zuständen ihren Isospin zuordnen (vgl. Über 74, Mukh 77).

Die große Stärke der Dipolübergänge beim Müoneinfang brachte Foldy und Waleka (Fold 64) auf die Idee, die Übergangsmatrixelemente des Müoneinfangs aus dem bekannten Wirkungsquerschnitt der isovektoriellen Dipolriesenresonanz zu berechnen.

Foldy und Waleka geben folgenden Zusammenhang zwischen dem Fermimatrixelement M_v^2 (Gleichung V.11) und dem Photoabsorptionswirkungsquerschnitt $\sigma_\gamma(E)$ der isovektoriellen Dipolriesenresonanz a

$$M_V^2 = \frac{E_V^2}{2\pi^2 \alpha \hbar^2 c^2} \int_0^{E_V} \left(\frac{E_V - E}{E_V} \right)^2 \frac{\sigma_V(E)}{E} \, dE \qquad \text{(Gleichung V.15)}$$

E_V = maximal mögliche Neutrinoenergie

Da im Schalenmodell die Beziehung $M_A^2 = M_V^2 = M_p^2$ gilt, kann man so die Einfangrate für das Müon berechnen (Über 74).

Für ^{40}Ca berechnen Foldy et al. eine Müonabsorptionsrate von $31,8 \times 10^5 s^{-1}$

Der experimentelle Wert wurde von Sens et al. (Sens 59) mit $(25,5 \pm 0,5) \times 10^5 s^{-1}$ bestimmt. Die Übereinstimmung zwischen Theorie und Experiment wird noch besser, berücksichtigt man, daß die Lage der Riesenresonanz vom Isospin abhängt (Über 74).

Dieses Modell von Foldy und Waleka ("Riesenresonanzmodell") wurde von Kozlowski und Zglinski (Kozl 78) für noch schwerere Nuklide erweitert. Je schwerer die Kerne werden, desto bedeutsamer werden mehrfach verbotene Übergänge. So berücksichtigen Kozlowski et al. für ^{208}Pb Übergänge mit L = 0 - 3 in ihren Berechnungen. Die Isospinaufspaltung der Riesenresonanzen wird von den Autoren wie folgt berücksichtigt:

$E_x(T = T_0+1) - E_x(T = T_0) = 60 \text{ MeV} \times (T_0+1)/A$ (Jose 72)

für die Dipolriesenresonanz und

$E_x(T = T_0+1) - E_x(T = T_0) = 100 \text{ MeV} \times (T_0+1)/A$ (Kozl 78)

für alle anderen Multipolaritäten

Die Tabelle V.4 zeigt die Ergebnisse von Kozlowski und Zglinski für ^{40}Ca und ^{208}Pb.

Tabelle V.4 Müoneinfangsrate von ^{40}Ca und ^{208}Pb nach Kozlowski und Zglinski (Kozl 78)

Übertragener Drehpuls L ($\hbar$)	$\Lambda_c(^{208}Pb)$ ($10^5 s^{-1}$)	$\Lambda_c(^{40}Ca)$ ($10^5 s^{-1}$)
0	22,5	7,65
1	45,8	18,83
2	48,8	2,82
3	8,9	0,14
Λ_c(total)	126,0	29,14
experimentelles Ergebnis	132,7±2,2	24,5±0,2 (Eckh 66)

Die Übereinstimmung zwischen experimentellem Ergebnis und der Berechnung ist gerade für ^{208}Pb sehr überzeugend. Mit ähnlichen Annahmen haben Kozlowski und Zglinski die Müoneinfangrate auch für die Aktinidenkerne berechnet. Die Ergebnisse der Berechnungen sind in der Tabelle V.6 zusammengestellt. Ehe aber auf diese Ergebnisse näher eingegangen wird, soll zunächst das Modell von Primakoff ("Primakoff-Formel") kurz vorgestellt werden.

Ausgehend von dem "Primakoff-Hamilton-Operator" (Gleichung V.6) vereinfacht Primakoff die Summation über alle möglichen Endzustände wie folgt:

a) der Neurinoimpuls wird aus dem Integral (vgl. Gleichung V.11-V.13) genommen und durch einen Mittelwert ersetzt
b) die Summation über alle Endzustände erfolgt nur noch über alle "energetisch möglichen" Endzustände ("closure approximation") (Prim 59)
c) eswird grundsätzlich eine Gleichbesetzung der beiden Hyperfeinzustände des Müons im 1s-Orbital angenommen (Mukh 77)

Man erhält auf diese Weise eine Näherungsformel, auch "Primakoff-Formel" genannt.

$$\Lambda_r(A,Z) = Z_{eff}^4 \times \Lambda_c\ (^1H) \times \gamma \times (1 - \delta \frac{(Z-A)}{2A})$$

(GLeichung V.16)

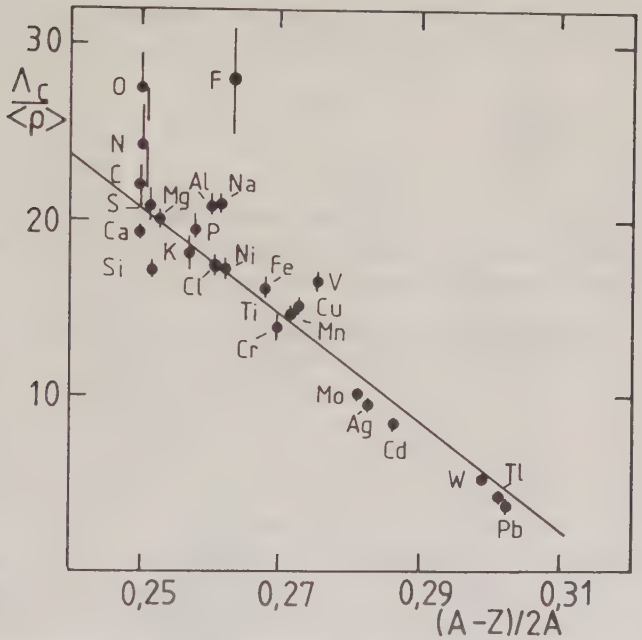
$\Lambda_c(^1H)$ = Müoneinfangrate am Wasserstoff
γ = Korrektur von Phasenraumeffekten, die bei der Absorption des Müons an schweren Kernen auftreten
δ = berücksichtigt das Pauli-Verbot (Mukh 77 , Prim 59)

Die Parameter γ und δ in der Gleichung V.16 wurden von Sens et al. (Sens 59) experimentell bestimmt. Durch Fit an 27 gemessene Müoneinfangraten erhielten Sens et al. folgende Werte für die beiden freien Parameter:

$\Lambda_c(^1H) \times \gamma = 188\ s^{-1}$ $\qquad \delta = 3{,}15$

In Abbildung V.1 werden die von Eckhause et al.(Eckh 66) gemessenen Müoneinfangraten mit den Ergebnissen der "Primakoff-Formel" verglichen.

Abbildung V.1 Vergleich der experimentell bestimmten Müonenfangrate $\Lambda_c/\langle\rho\rangle$ mit dem Ergebnis der "Primakoff-Formel" (Mukh 77)



Für mittlere und schwere Kerne stimmt die Primakoff-Formel sehr gut mit den experimentellen Ergebnissen überein. Für leichte Kerne wie ^{19}F, ^{23}Na und ^{27}Al weicht das experimentelle Ergebnis deutlich von der Vorhersage ab. Die Ursache für die Abweichung liegt in der starken Abhängigkeit der Müoneinfangrate von der Hyperfeinniveaubesetzung (Tele 59). Da aber die "Primakoff-Formel" eine solche Abhängigkeit vernachlässigt und explizit eine Gleichbesetzung der Hyperfeinniveaus voraussetzt, wird die Abweichung zwischen experimentellem Ergebnis und der Vorhersage aus der "Primakoff-Formel" verständlich.

Die Abhängigkeit der Müoneinfangrate vom Hyperfeinniveau ist proportional Z^{-1}. Sie spielt daher keine Rolle für die mittleren bis schweren Kerne. Deshalb wird die Übereinstimmung der "Primakoff-Formel" mit den experimentellen Ergebnissen für schwerere Kerne deutlich besser.

Ein weiterer Test auf die Vorhersagekraft der "Primakoff-Formel" ist die Vorhersage der Isotopenabhängigkeit der Müonabsorptionsrate Λ_c.

Primakoff gibt folgenden Zusammenhang an:

$$\frac{\Lambda_c(A,Z)}{\Lambda_c(A',Z)} = \frac{1 - \frac{\delta(A-Z)}{2A}}{1 - \frac{\delta(A'-Z)}{2A'}}$$

(Gleichung V.17)

Es gibt nur wenige Messungen zur Isotopenabhängigkeit der Müoneinfangrate. In der Tabelle V.5 werden die experimentellen Ergebnisse mit der Vorhersage mittels "Primakoff-Formel" verglichen.

Tabelle V.5 Vergleich der gemessenen und berechneten Isotopenabhängigkeit der Müoneinfangrate (Mukh 77).
Relatives Verhältnis der Müonabsorptionsrate

Isotope	berechnet	gemessen	Referenz
$^{7}Li/^{6}Li$	0,48	0,30±0,19	(Fein 63)
$^{11}B/^{10}B$	0,67	0,83±0,07	"
$^{37}Cl/^{35}Cl$	0,79	0,69±0,03	(Weis 67)
$^{44}Ca/^{40}Ca$	0,67	0,71±0,02	(Buna 66)
$^{52}Cr/^{50}Cr$	0,84	0,92±0,02	"
$^{53}Cr/^{50}Cr$	0,77	0,86±0,02	"
$^{54}Cr/^{50}Cr$	0,70	0,80±0,02	"
$^{60}Ni/^{58}Ni$	0,87	0,91±0,02	"
$^{62}Ni/^{58}Ni$	0,74	0,77±0,02	"
$^{81}Br/^{79}Br$	0,86	1,08±0,08	(Pove 70)
$^{153}Eu/^{151}Eu$	0,95	0,919±0,036	(Peti 71)
$^{205}Tl/^{203}Tl$	0,89	0,943±0,023	"

Die Ergebnisse für die verschiedenen Aktinidenkerne sind in Tabelle V.6 berücksichtigt. Insgesamt ergibt sich eine gute Übereinstimmung zwischen Berechnung und Messung, wobei allerdings einige markante Abweichungen auftreten können (z.B. Brom).

Neben der schon besprochenen Schwierigkeit die Müoneinfangrate für leichte Kerne mit der "Primakoff-Formel" vorherzusagen, treten aus anderen Gründen Schwierigkeiten bei der Vorhersage der Müonabsorption für Aktinidenkerne auf.

Für schwere Aktinidenkerne strebt der Term $(1 - \delta \frac{(Z-A)}{2A})$ gegen Null (0,03 für ^{244}Pu) und damit werden Korrekturen höherer Ordnung, die in der Gleichung V.16 nicht berücksichtigt sind, wichtig. Die "verbesserte Primakoff-Formel", unter Berücksichtigung von Termen höherer Ordnung, lautet (Wilc 78):

$$\Lambda_c(A,Z) = K \times Z_{eff}^4 \times \left(1 - \frac{E\mu(1s)}{m_\mu c^2}\right)^2 \times \left(1 - \frac{m_\mu c^2 - E\mu(1s)}{m_A c^2}\right)$$

$$\times \left\{1 - 0{,}03\frac{A}{2Z} + 0{,}25\ \frac{A-2Z}{2Z} - 3{,}24\ \left(\frac{A-Z}{2A} + \frac{(A-2Z)}{8\ ZA}\right)\right\}$$

(Gleichung V.18)

K = $272\ s^{-1}$

$E\mu(1s)$ = Bindungsenergie des Müons im 1s-Orbital

$m_\mu c^2$ = Müonruhemasse

$m_A c^2$ = Kernmasse

Für einige Aktinidenkerne haben Wilcke et al. die Müonabsorptionsrate nach der Gleichung V.18 berechnet (Wilc 78). Kozlowski et al. (Kozl 74) haben die Müonabsorptionsrate nach dem "Riesenresonanzmodell" errechnet. Verbesserte Rechnungen nach demselben Modell von Kozlowski hat Wilcke 1980 veröffentlicht (Wilc 80). Sämtliche Ergebnisse der Berechnungen sind in der Tabelle V.6 zusammengestellt.

Zum Vergleich sind die Mittelwerte der experimentellen Ergebnisse für die einzelnen Nuklide mitaufgeführt (vgl. Tabelle IV.14-IV.21 und Tabelle V.2).

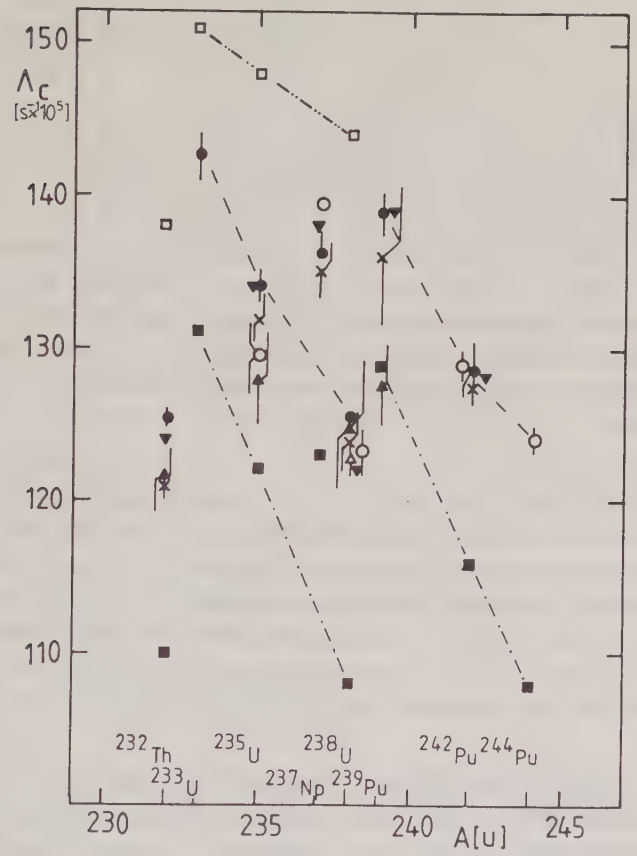
Tabelle V.6 Vergleich der gemessenen und berechneten Müoneneinfangraten Λ_c für verschiedene Aktinidenkerne

Isotop	Müoneinfangrate Λ_c ($10^5 s^{-1}$)						
	$\bar{f}$	$\bar{n}$	$\bar{e^-}$	$\bar{\gamma}$	Wilc78	Kosl74	Wilc80
^{232}Th	125,4 ±0,5	121,0 ±0,9	121,5 ±2,2	-	110	138	124
^{233}U	142,6 ±1,3	-	-	-	131	151	-
^{235}U	132,8 ±0,7	131,8 ±1,4	127,9 ±2,9	-	122	148	134
^{238}U	125,7 ±0,3	123,9 ±1,6	125,2 ±4,5	122,6 ±0,8	108	144	122
^{237}Np	139,2 ±0,4	135,2 ±1,5	-	-	123	-	138
^{239}Pu	138,8 ±1,4	136,0 ±4,5	127,6 ±2,7	-	129	-	139
^{242}Pu	129,0 ±0,7	127,6 ±1,2	-	-	116	-	128
^{244}Pu	124,0 ±0,7	-	-	-	108*		

* zusätzlich berechnet unter Verwendung des Z_{eff} von ^{242}Pu (Wilc 78)

In der Abbildung V.2 sind die Ergebnisse aus Tabelle V.6 dargestellt

Abbildung V.2 Die Müoneinfangrate Λ_c als Funktion der Kernmasse (vgl. Tabelle V.6)



Legende:

- Mittelwert aller Experimente zur Bestimmung der Müoneinfangrate durch Nachweis der Spaltung ($\bar{f}$)
- ------ verschiedene Isotope eines Elements
- Ergebnis dieser Messung (f)
- Mittelwert aller Experimente zur Bestimmung der Müoneinfangrate durch Nachweis von Neutronen ($\bar{n}$)
- Mittelwert aller Experimente zur Bestimmung der Müoneinfangrate durch Nachweis von Elektronen ($\bar{e}^-$)
- Ergebnis einer Rechnung nach der "Primakoff-Formel" (Wilc 78)

—·-·- verschiedene Isotope eines Elements

□ Ergebnis einer Berechnung nach dem "Riesenresonanzmodell" (Kozl 74)

—··—·— Verschiedene Isotope eines Elements

▼ Ergebnis einer Berechnung nach dem "Riesenresonanzmodell" (Wilc 80)

Die Berechnung nach der "Primakoff-Formel" (Wilc 78) unterschätzt für alle Isotope die experimentellen Werte, die Isotopenabhängigkeit ist gut wiedergegeben. Die erste Berechnung von Kozlowski et al. überschätzt hingegen die experimentellen Werte um einen ähnlichen Betrag wie die Berechnungen von Wilcke nach der "Primakoff-Formel" sie unterschätzen. Eine zweite Berechnung von Kozlowski (Wilc 80) stimmt mit den experimentellen Ergebnissen hervorragend überein. Nähere Einzelheiten über die speziellen Annahmen zur Berechnung der Lebensdauer Λ_c und die angenommene Lage und Stärke der einzelnen Riesenresonanzen sind bis heute nicht veröffentlicht worden.

Das "Riesenresonanzmodell" liefert eine sehr gute Beschreibung der Müonabsorption von leichten bis hin zu schwersten Kernen. Die "Primakoff-Formel" wird daneben sicherlich nach lange Zeit ein nützliches Hilfsmittel in der Müonenforschung bleiben. Immerhin ist sie in der Lage, die Isotopenabhängigkeit der Müoneinfangsrate gut zu beschreiben. Die Isotopenabhängigkeit der Müoneinfangrate zwischen ^{233}U und ^{238}U ist ganz erheblich und entspricht etwa dem Unterschied der Lebensdauern zwischen Cer (Z = 58) und Blei (Z = 82

Es ist erstaunlich, wie sensitiv das Müon auf die unterschiedlichen Kerndeformationen der einzelnen Isotope im Bereich schwerer Aktiniden reagiert. Wegen dieser Empfindlichkeit auf die Kerndeformation wird das Müon heute sehr häufig zur Bestimmung von Kerndeformationen eingesetzt.

V.2 Anregungsenergieverteilung nach Müoneinfang

Nachdem im letzten Kapitel auf die Lebensdauer des Müons im 1s-Orbital eingegangen worden ist, soll nun untersucht werden, welche Anregungsenergie dem Kern durch Müonabsorption übertragen wird.

Im Prinzip läßt sich die Anregungsenergie des Kerns nach Müoneinfan mit Hilfe des "Primakoff-Hamilton-Operators" berechnen. Man braucht

nur anhand der Gleichungen V.11-V.13 die Übergangsmatrixelemente M_V, M_A und M_P für jeden Endzustand $|J_f M_f>$ zu berechnen und erhält so die Anregungswahrscheinlichkeit des Kerns in dem Endzustand $|J_f M_f>$ und damit die Anregungsenergieverteilung des Kerns nach Müoneinfang.

Es ist natürlich in der Praxis unmöglich für alle denkbaren Endzustände die Übergangsmatrixelemente zu berechnen. Man muß, ähnlich wie bei der Berechnung der Müonabsorptionsrate , die Zahl der zu berechnenden Übergänge drastisch einschränken, wie das durch das"Riesenresonanzmodell" geschieht, oder durch statistische Modelle vereinfachen ("Singer Modell").

Kozlowski und Zglinski haben im Rahmen des"Riesenresonanzmodells" Berechnungen zur Anregungsenergieverteilung nach Müoneinfang durchgeführt. Mit denselben Riesenresonanzparametern, wie sie zur Berechnung der Müoneinfangrate verwandt wurden (vgl. Tabelle V.4), berechneten sie die Anregungsverteilung von ^{208}Pb . Die Anregungsenergieverteilung für ^{208}Pb ist in der Abbildung V.3 dargestellt.

Ein sehr verbreiteter Lösungsansatz im Rahmen des statistischen Modells geht auf P. Singer ("Singer-Modell") (Sing 62) zurück. Singer benutzt zur Beschreibung der Müonabsorption einen stark vereinfachten Hamiltonoperator:

$$H = G \times \tau_\mu \times \tau_p \times \delta(\vec{r}_\mu - \vec{r}_p) + c.c.$$

Gleichung V.19)

τ_μ Operator,der ein Müon in ein Elektron umwandelt

τ_p Operator, der ein Proton in ein Neutron umwandelt

Die Müoneinfangrate Λ_c wird in erster Ordnung Störungsrechnung wie folgt berechnet:

$$\Lambda_c = \frac{2\pi}{\hbar} \times \sum_f |H_{if}|^2 \rho_f \qquad \text{(Gleichung V.20)}$$

Durch Transformation des Hamiltonoperators H (vgl.Gleichung V.19) und nach Mittelung über alle möglichen Spinrichtungen erhält man folgenden Ausdruck für Λ_c (Sing 62):

$$\Lambda_c = \frac{G^2}{\pi^2 \hbar^4} \times \left(\frac{\mu e^2}{\hbar^4}\right)^3 \times Z_{eff}^4 \times \iiint d\vec{k} \times d\vec{p} \times d\vec{q} \times g(\vec{p}) \times \{1 - \alpha^3 \pi^{1,5} h(\vec{q})\} \times \delta(\vec{k} - \vec{p} + \vec{q}) \times \delta(E - kc - Q)$$

(Gleichung V.21)

$\vec{k}$ Neutrinoimpuls
$\vec{q}$ Protonenimpuls
$\vec{p}$ Neutronenimpuls
Q Anregungsenergie des Kerns im Endzustand
$g(\vec{p})$ Impulsverteilung der Protonen im Kern
$h(\vec{q})$ Impulsverteilung der Neutronen im Kern

$$Q = m(A,Z) + m_\mu c^2 - B_\mu - m(A,Z-1) - kc = E_0 - kc$$

(Gleichung V.22)

B_μ = Bindungsenergie des Müons im 1s-Orbital

Singer setzt in seinem Modell die Anregungsenergie des Kerns gleich der Differenz der kinetischen Energie des vernichteten Protons und des erzeugten Neutrons:

$$Q = \frac{1}{2m^*} \times (q^2 - p^2)$$

(Gleichung V.23)

m^* = effektive Nukleonenmasse

Für die Impulsverteilung der Protonen im Kern nimmt Singer eine Gaußverteilung an:

$$g(p) = \frac{1}{\alpha^3 \pi^{1,5}} \exp(-p^2/\alpha^2)$$

(Gleichung V.24)

Für die Neutronen gilt dann analog:

$$h(q) = \frac{1}{\alpha^3 \pi^{1,5}} \exp(-q^2/\alpha^2)$$

(Gleichung V.25)

Nach Integration über $\vec{p}$ und $\vec{q}$ und der Ersetzung der Integration über $\vec{K}$ durch die Integration über Q (vgl. Gleichung V.22) erhält Singer folgendes Resultat:

$$\Lambda_c = \int_0^{E_0} I(Q)\, dQ$$

(Gleichung V.26)

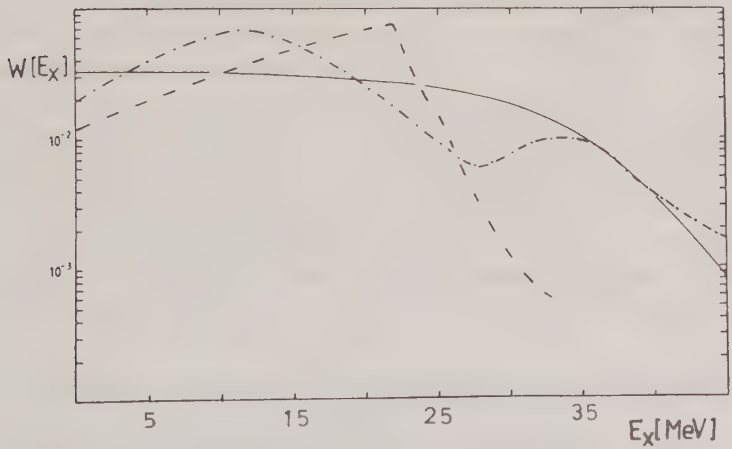
wobei I(Q) die Anregungsenergieverteilung des Kerns nach Müoneinfang beschreibt.

Gemessene Neutronenspektren für schwere Kerne werden am besten durch die Berechnung mit den Parametern $m^*=0,5\ m_p$ und $\alpha^2/2m = 20$ MeV wiedergegeben (Sing 74). Die so gewonnene Anregungsfunktion I (Q) ist in der Abbildung V.3 dargestellt.

Hadermann und Junker haben den Ansatz von Singer übernommen (Hade 75), beschreiben allerdings die Impulsverteilung der Protonen und Neutronen im Kern nicht durch eine Gaußverteilung, sondern durch eine realistischere Impulsverteilung von Nukleonen in einem Woods-Saxon Potential.

In der Abbildung V.3 ist die von Hadermann und Junker (Hade 75) berechnete Anregungsenergieverteilung des Kerns nach Müoneinfang für ^{232}Ac dargestellt.

Abbildung V.3 Vergleich der Ergebnisse verschiedener Berechnungen zur Anregungsenergieverteilung des Kerns nach Müonabsorption $W(E_x)$



Legende: —— Berechnung nach dem "Singer-Modell" $m^*=0,5m_p$ $\alpha^2/2m = 20$ MeV (Sing 74)

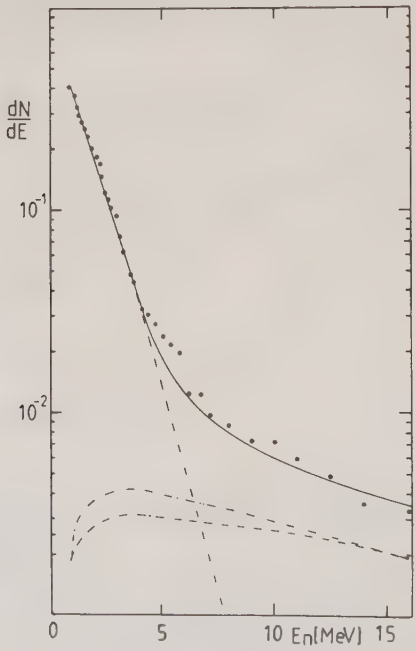
--- Berechnung nach Hadermann und Junker für ^{232}Ac $m^* = 0,68m_p$ (Hade 76)

- - Berechnung nach dem "Riesenresonanzmodell" für ^{208}Pb (Kozl 78)

Die Ergebnisse der drei Modelle weichen erheblich voneinander ab. Welches Modell die tatsächliche Anregungsenergieverteilung des Kerns nach Müonabsorption am besten beschreibt, muß aus dem Vergleich von experimentellen Ergebnissen und Vorhersagen der Modelle erschlossen werden. Die Anregungsenergieverteilung der Nukleonen im Kern ist nicht direkt meßbar. Vergleichen kann man jedoch die Vorhersagen der einzelnen Modelle zur Zahl und der Energieverteilung von abgedampften Neutronen nach Müoneinfang.

In der Abbildung V.4 ist das gemessene Neutronenenergiespektrum nach Müoneinfang an Wismut dargestellt (Schr 74). Schröder konnte das Neutronenspektrum in drei Komponenten zerlegen: direkte Neutronen, Precompound-Neutronen und Neutronen aus dem Compoundkern (vgl. Kapitel III.6).

Abbildung V.4 Neutronenspektrum nach Müoneinfang an Wismut (Schr 74)



Legende: ---- Compound-Neutronen
-·· -·· Precopound-Neutronen
-·-·- direkte Neutronen
—— Summe aus den drei Komponenten

Schröder findet einen Anteil von 14 % direkter- und Precompound-Neutronen. Dies ist eine glänzende Übereinstimmung mit Überlegungen von Singer (Sing 62), der die Wahrscheinlichkeit, daß ein primär erzeugtes Neutron den Kern verlassen kann, mit 15 % angibt.

In 86 % aller Fälle bildet der Kern einen Compoundkern aus, dessen Anregungsenergiespektrum mit dem in Abbildung V.3 gezeigten Ergebnis übereinstimmen sollte.

Kozlowski und Zglinski haben für ^{208}Pb das Neutronenenergiespektrum und die Neutronenmultiplizität nach Müoneinfang nach dem "Singer-Modell" und dem "Riesenresonanzmodell" berechnet (Kozl 80).

Die Übereinstimmung der Berechnungen nach dem "Riesenresonanzmodell" mit den experimentellen Ergebnissen ist überzeugend. Die Berechnung nach dem "Singer-Modell" kann hingegen weder die gemessene Neutronenmultiplizität noch das gemessene Neutronenspektrum reproduzieren.

Ähnlich gute Ergebnisse wie Kozlowski et al. mit dem "Riesenresonanzmodell" erreichen Hadermann et al. (Hade 75) mit einer Berechnung nach dem "Singer-Modell" unter Verwendung einer realistischen Impulsverteilung der Nukleonen im Kern.

Daraus läßt sich schließen, daß sowohl das "Riesenresonanzmodell" als auch die Berechnung nach Hadermann et al. die tatsächliche Anregungsenergieverteilung des Kerns nach Müoneinfang gut beschreiben. Das Modell von Hadermann et al. ist bisher noch nicht zur Berechnung der Müoneinfangrate Λ_c benutzt worden. Das "Riesenresonanzmodell" ist zur Zeit das einzige Modell, mit dem alle Aspekte des Müoneinfangs gleichzeitig beschrieben werden können.

V.3 Verzögerte Spaltwahrscheinlichkeit nach Müoneinfang

Mit der Kenntnis des Anregungsspektrums des Kerns nach Müoneinfang läßt sich die Wahrscheinlichkeit für verzögerte Spaltung P_{fd} berechnen. Nach Hadermann und Junker (Hade 76) gilt:

$$P_{fd} = N \int_{0}^{E_0} I(E_x)\ P_f(E_x)\ dE_x$$

(Gleichung V.27)

$P_f(E_x)$ Spaltwahrscheinlichkeit des Compoundkerns bei einer Anregungsenergie E_x

$I(E_x)$ Anregungsfunktion des Kerns nach Müoneinfang

N Wahrscheinlichkeit der Bildung eines Compoundkerns nach Müoneinfang ohne Emission von direkten- oder Precompound-Nukleonen $\simeq$ 0,85 (vgl. Kapitel V.2)

Für die Spaltwahrscheinlichkeiten $P_f(Ex)$ der interessierenden Kerne liegen häufig keine oder nur unvollständige experimentelle Ergebnisse vor.

Mit Hilfe der Gleichung III.1 bis III.3 kann die Spaltwahrscheinlichkeit bis zu hohen Anregungsenergien durch einen Mehrstufenprozeß aus gemessenen Spaltwahrscheinlichkeiten bei niedrigen Anregungsenergien berechnet werden.

Die so berechneten Spaltwahrscheinlichkeiten $P_f(Ex)$ für ^{238}Pa und ^{237}U sind in den Abbildungen V.5 und V.6 dargestellt (Muti 85)

Abbildung V.5 Berechnete Spaltwahrscheinlichkeit für ^{238}Pa

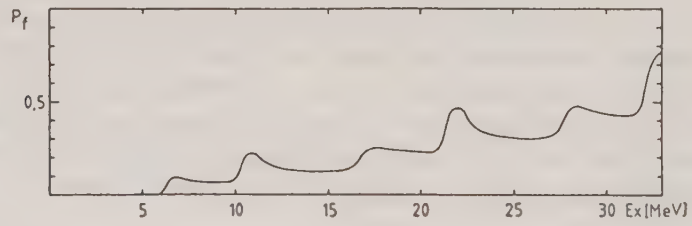
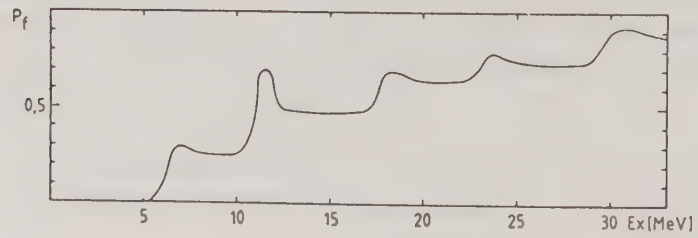


Abbildung V.6 Berechnete Spaltwahrscheinlichkeit für ^{237}U



Die verzögerte Spaltwahrscheinlichkeit P_{fd} kann dann unter Verwendung der nach verschiedenen theoretischen Modellen errechneten Anregungsenergieverteilungen berechnet werden.

In der Tabelle V.7 sind die Ergebnisse der berechneten verzögerten Spaltwahrscheinlichkeit P_{fd} für die drei verschiedenen Anregungsfunktionen (Sing 74, Hade 75, Kozl 78) zusammengefaßt.

Tabelle V.7 Berechnete verzögerte Spaltwahrscheinlichkeit P_{fd} für verschiedene Aktinidenkerne

	Anregungsfunktion nach:		
Nuklid	(Sing 74)	(Hade 75)	(Kozl 78)
^{232}Th	0,016	0,019	0,015
^{233}U	0,43	0,42	0,41
^{235}U	0,28	0,31	0,30
^{238}U	0,16	0,17	0,15
^{237}Np	0,42	0,39	0,39
^{239}Pu	0,57	0,52	0,50
^{242}Pu	0,48	0,45	0,45
^{244}Pu	0,42	0,40	0,39

Obwohl die Anregungsfunktionen von Singer(Sing 74),Hadermann et al. (Hade 75) und Kozlowski et al.(Kozl 78) voneinander abweichen (vgl. Abbildung V.3), differieren die berechneten Spaltwahrscheinlichkeiten um höchstens 10 %. Die verzögerte Spaltwahrscheinlichkeit ist sicher kein geeignetes Mittel um zu entscheiden, welche der benutzten Anregungsfunktionen die Müonabsorption am besten beschreibt. Da die Neutronenmultiplizitätsmessungen ergeben haben (Kozl 78, Hade 75), daß das "Singer-Modell" die Müonabsorption weniger gut beschreibt als die beiden anderen Modelle, werden für die folgenden Berechnungen die Ergebnisse von Hadermann und Junker benutzt, die im Rahmen der Fehler mit den Ergebnissen nach Kozlowski et al. übereinstimmen.

Für ^{233}U, ^{237}Np und ^{239}Pu ist die Spaltwahrscheinlichkeit der Kerne (A-x , Z-1) $x \geq 0$ im Bereich von 6 bis 12 MeV Anregungsenergie vermessen. Für diese drei Nuklide wird der absolute Fehler

der berechneten verzögerten Spaltwahrscheinlichkeit zu etwa 20 % abgeschätzt. Für ^{235}U, ^{242}Pu und ^{244}Pu müssen die Spaltwahrscheinlichkeiten der Tochterkerne durch Extrapolation gewonnen werden. Der systematische Fehler beträgt für diese drei Nuklide ebenfalls 20 %.

Für ^{232}Th und ^{238}U muß über vier Folgekerne hinweg die Spaltwahrscheinlichkeit extrapoliert werden. Ein systematischer Fehler von 50 % und mehr ist für diese beiden Nuklide nicht auszuschließen.

In Kapitel III.6 konnte gezeigt werden, daß die Gleichungen III.1 bis III.3 immer dann gültig sind, wenn die äußere Anregungsenergie des Kerns zu einem erheblichen Teil auf den Compoundkern übertragen wird.

Alle berechneten Anregungsfunktionen beschreiben die dem Kern durch Müonabsorption zugeführte Anregungsenergie. Damit läßt sich die mittlere Anregungsenergie des Kerns berechnen. Für alle drei Funktionen (Sing 74, Hade 75, Kozl 78) liegt die mittlere Anregungsenergie bei 14 bis 16 MeV.

Die mittlere Anregungsenergie des Compoundkerns kann aus der mittleren Zahl der nach Müoneinfang abgedampften Neutronen bestimmt werden (Lepr 82, vgl. Kapitel III.6).

Die mittlere Zahl der abgedampften Neutronen pro Müoneinfang beträgt 1,71±0,07 für ^{208}Pb (Sing 74) und etwa 1,8 für ^{232}Th (Wilc 78). Für ^{232}Th ergibt sich eine mittlere Compoundkernanregungsenergie von 16 bis 17 MeV (Lepr 82). Dieses Ergebnis ist in guter Übereinstimmung mit den Berechnungen von Hadermann et al. (Hade 76).

Somit wird die äußere Anregungsenergie vollständig auf den Compoundkern übertragen. In 15 % aller Fälle wird jedoch ein direktes- oder Precompoundneutron emittiert, so daß dem Compoundkern keine oder nur geringe Anregungsenergie übertragen wird. In diesen Fällen wird angenommen, daß trotz geringer Anregungsenergie des Compoundkerns keine Spaltung möglich ist. Diese Korrektur ist in der Gleichung V.27 schon berücksichtigt.

In der Tabelle V.8 werden die Ergebnisse der berechneten verzögerten Spaltwahrscheinlichkeit p_{fd} mit ähnlich berechneten Ergebnissen aus der Literatur verglichen (Hade 76, Zgli 78).

Tabelle V.8 Vergleich der berechneten verzögerten Spaltwahrscheinlichkeit P_{fd}.

Nuklid	Hade 76	Zgli 78*	Diese Arbeit
^{232}Th	0,042	0,045	0,019
^{233}U	-	-	0,42
^{235}U	-	0,21	0,31
^{238}U	0,125	0,12	0,17
^{237}Np	-	0,45	0,39
^{239}Pu	0,49	0,57	0,52
^{242}Pu	-	0,37	0,45
^{244}Pu	-	-	0,40

* Die von Zglinski berechnete verzögerte Spaltwahrscheinlichkeit P_d wurde mit Hilfe der Gleichung V.28 in P_{fd} umgerechnet (vgl. Kapitel V.4)

Für die Nuklide ^{237}Np, ^{239}Pu und ^{242}Pu stimmen die berechneten Ergebnisse innerhalb der Fehlergrenze von 20 % miteinander überein. Für ^{232}Th und ^{238}U stimmen die Ergebnisse von Haderman et al. und Zglinski et al. miteinander überein. Die Ergebnisse dieser Arbeit liegen für ^{232}Th deutlich niedriger, während sie für ^{238}U höher liegen. Dies kann auf den großen Fehler bei der Extrapolation der Spaltwahrscheinlichkeit der Tochterkerne zurückgeführt werden.

Der Vergleich der berechneten verzögerten Spaltwahrscheinlichkeit für ^{238}U mit experimentellen Ergebnissen (vgl. Tabelle V.11) zeigt, daß die experimentellen Ergebnisse besser durch das Ergebnis von Zglinski et al. beschrieben werden. Gleiches gilt auch für ^{232}Th (Muti 85). Für diese beiden Nuklide werden daher die Ergebnisse von Zglinski et al. für die weiteren Berechnungen übernommen. Der systematische Fehler beträgt für ^{232}Th 50 % und für ^{238}U 40 %. Für alle anderen Nuklide werden die Ergebnisse dieser Arbeit verwandt, wobei der systematische Fehler etwa 20 % beträgt. Im nächsten Kapitel werden die berechneten Spaltwahrscheinlichkeiten mit den experimentellen Ergebnissen verglichen.

V.4 Vergleich der gemessenen p/d-Verhältnisse

Die theoretisch berechnete verzögerte Spaltwahrscheinlichkeit läßt sich nicht direkt mit experimentellen Ergebnissen vergleichen, da die verzögerte Spaltwahrscheinlichkeit P_{fd} dem Experiment nicht zugänglich ist. Gemessen werden kann nur die verzögerte Spaltwahrscheinlichkeit pro Müonstop P_d, die wie folgt mit P_{fd} zusammenhängt:

$$p/d = \frac{P_p}{P_d} = \frac{P_p}{(1-P_p)\times P_{fd}} \qquad \text{Gleichung V.28}$$

p/d	Verhältnis der prompten zu verzögerten Spaltwahrscheinlichkeit
P_p	prompte Spaltwahrscheinlichkeit pro Müonstop
P_d	verzögerte Spaltwahrscheinlichkeit pro Müonstop
P_{fd}	verzögerte Spaltwahrscheinlichkeit

In der Gleichung V.28 wird vernachlässigt, daß das Müon nicht nur vom Kern (A,Z-1), sondern in 10 bis 30% der Fälle vom Kern (A-1,Z-1) absorbiert wird (vgl. Abbildung IV.20). Der dabei entstehende Fehler ist im Rahmen der angenommenen systematischen Fehler zu vernachlässigen.

Zur Berechnung der prompten und der verzögerten Spaltwahrscheinlichkeit pro Müonstop werden nach der Gleichung V.28 die berechnete verzögerte Spaltwahrscheinlichkeit und das gemessene p/d-Verhältnis benötigt.
In der Tabelle V.9 sind die gemessenen p/d-Verhältnisse für die verschieden Nuklide zusammengestellt. Zum Vergleich mit den Literaturwerten werden für ^{237}Np, ^{242}Pu und ^{244}Pu die Ergebnisse des Fits mit nur einer verzögerten Komponente herangezogen (vgl. Tabelle IV.10).

Die Möglichkeit an intensiven Müonstrahlen zu experimentieren macht eine genaue Bestimmung des p/d-Verhältnisses erst möglich. Daher sind die Ergebnisse der hier vorliegenden Arbeit nur mit den Ergebnissen von Reist (Reis 80) und Ahmad et al. (Ahma 80) vergleichbar. Die Ergebnisse dieser Arbeit stimmen mit den Ergebnissen von Ahmad et al. überein, während Reist deutlich kleinere Werte für das p/d-Verhältnis findet. Für ^{237}Np und ^{242}Pu ist das

Tabelle V.9 Vergleich der gemessenen p/d-Verhältnisse für die verschiedenen Nuklide

nachgewiesener Zerfall	p/d-Verhältnis	Referenz
^{232}Th		
f	0,064±0,022	Diaz 63
f	0,130±0,012	Chul 75
f	0,051±0,008	Reis 80
n	0,049	Wilc 78
n	0,059±0,008	Zgli 78
^{233}U		
f	0,046±0,030	Budi 70
f	0,205±0,008	Reis 80
^{235}U		
f	0,111±0,021	Diaz 63
f	0,063±0,025	Budi 70
f	0,17 ±0,01	Chul 75
f	0,115±0,005	Reis 80
f	0,138±0,009	Ahma 80
n	0,11	Wilc 78
f	0,145±0,010	diese Arbeit
^{238}U		
f	0,072±0,014	Diaz 63
f	0,048±0,025	Budi 70
f	0,071±0,003	Chul 75
f	0,079±0,006	Reis 80
f	0,089±0,017	Ahma 80
n	0,08	Wilc 78
f	0,095±0,005	diese Arbeit
^{237}Np		
f	0,34 ±0,04	Alek 75
f	0,295±0,002	diese Arbeit
^{239}Pu		
f	0,41 ±0,09	Alek 75
f	0,28 ±0,04	Buta 71
n	0,14	Wilc 78
n	0,166±0,012	Zgli 78
^{242}Pu		
f	0,43 ±0,14	Alek 75
n	0,17	Wilc 78
f	0,208±0,005	diese Arbeit
^{244}Pu		
f	0,263±0,006	diese Arbeit

p/d-Verhältnis bei dieser Messung zum ersten Mal mit genügender Statistik bestimmt worden, für ^{244}Pu ist es zum ersten Mal überhaupt untersucht worden.

Für die Berechnung der verzögerten Spaltwahrscheinlichkeit P_d werden nach Möglichkeit die Ergebnisse der drei jüngeren Messungen herangezogen. Für ^{232}Th und ^{233}U werden die Ergebnisse von Reist (Reis 80) und für alle anderen Nuklide die Ergebnisse der hier vorliegenden Arbeit verwandt. Für ^{239}Pu liegen keine Ergebnisse mit ausreichender Statistik vor. Für die weiteren Berechnungen wird der Wert von Buta (Buta 71) verwandt.

Mit Hilfe der Gleichung V.28 können aus der berechneten verzögerten Spaltwahrscheinlichkeit P_{fd} (vgl. Tabelle V.8) die prompte und verzögerte Spaltwahrscheinlichkeit pro Müonstop (P_p und P_d) berechnet werden.

In der Tabelle V.10 sind die Ergebnisse der Berechnung für die verschiedenen Nuklide zusammengefaßt.

Die absoluten Fehler der berechneten prompten und verzögerten Spaltwahrscheinlichkeit betragen etwa 50 % für ^{232}Th, 40 % für ^{238}U und 20 % für alle übrigen Nuklide (vgl. Kapitel V.3).

Die berechneten Werte für P_p und P_d bzw. P_T können nun mit den experimentellen Ergebnissen für diese Größen verglichen werden.

Die ausführliche Diskussion der experimentellen Ergebnisse findet man in der Arbeit von Mutius (Muti 85). In der Tabelle V.11 sind als Beispiel die Ergebnisse für ^{238}U aufgezeigt.

Der Vergleich zeigt, daß innerhalb der Fehlergrenzen von $\pm$40 % alle experimentellen Ergebnisse bis auf eine Ausnahme mit dem berechneten Wert übereinstimmen. Von Mutius (Muti 85) zeigt, daß die berechneten Ergebnisse mit den experimentellen von Reist (Reis 80) für ^{232}Th, ^{233}U, ^{235}U und ^{238}U übereinstimmen. Für die meisten gut spaltenden Nuklide (^{237}Np, ^{239}Pu, ^{242}Pu und ^{244}Pu) liegen kaum Messungen zur Spaltwahrscheinlichkeit pro Müonstop vor.

Bei dem hier beschriebenen Experiment konnte mit Hilfe des zweiten experimentellen Aufbaus (vgl. Abbildung IV.7) die relative Spalt-

Tabelle V.10 Zusammenstellung der berechneten prompten und verzögerten Spaltwahrscheinlichkeiten pro Müonstop (P_p und P_d)

Nuklid	P_{fd}	p/d	Referenz	P_d	P_p	P_T*
^{232}Th	0,045	0,051	Reis 80	0,045	0,002	0,047
^{233}U	0,42	0,205	Reis 80	0,39	0,079	0,47
^{235}U	0,31	0,145	d.Arbeit	0,30	0,043	0,34
^{238}U	0,12	0.095	d.Arbeit	0,12	0,011	0,13
^{237}Np	0,39	0,295	d.Arbeit	0,35	0,10	0,45
^{239}Pu	0,52	0,28	Buta 71	0,45	0,13	0,58
^{242}Pu	0,45	0,208	d.Arbeit	0,41	0,086	0,50
^{244}Pu	0,40	0,262	d.Arbeit	0,36	0,095	0,46

* $P_T = P_d + P_p$

Tabelle V.11 Vergleich der gemessenen Spaltwahrscheinlichkeit pro Müonstop (P_T) für ^{238}U (vgl. Muti 85)

P_T	Referenz
0,15 ±0,06	Fry 53
0,07 ±0,03	Fry 53
0,174±0,07	Diaz 63
0,07 ±0,008	Belo 60
0,031±0,007	Chul 75
0,15 ±0,03	Baer 78
0,068±0,013	Ahma 80
0,13 ±0,05	berechneter Wert (vgl.Tab.V.10)

wahrscheinlichkeit pro Müonstop für ^{237}Np, ^{242}Pu und ^{244}Pu bestimmt werden. Dazu wurde die Spaltung zweier Nuklide gleichzeitig gemessen.

Die Ergebnisse lauten:

$$\frac{P_T(^{244}Pu)}{P_T(^{237}Np)} = 1,1\pm0,2 \qquad (1,0\pm0,3)$$

$$\frac{P_T(^{242}Pu)}{P_T(^{237}Np)} = 1,1\pm0,1 \qquad (1,1\pm0,3)$$

In Klammern sind die berechneten Werte eingetragen (vgl. Tabelle V.10).
Innerhalb der Fehlergrenzen stimmen die experimentellen Ergebnisse mit den berechneten überein.
Dieses Ergebnis zeigt, daß die berechnete verzögerte Spaltwahrscheinlichkeit auch für schwere Aktinidenkerne die experimentellen Ergebnisse gut beschreiben kann.

Kapitel VI. Prompte Spaltung

VI.1 Die Wahrscheinlichkeit für strahlungslose Übergänge nach Müoneinfang

Wie in Kapitel IV.1 gezeigt wurde , wird die prompte Spaltung ausschließlich durch strahlungslose Übergänge des Müons in der Atomhülle induziert. Durch das bei prompter Spaltung anwesende Müon wird die Spaltbarriere erhöht. Die Folge dieser Barrierenerhöhung ist eine gegenüber hadron- und photoinduzierter Spaltung reduzierte Spaltwahrscheinlichkeit und eine Änderung der Eigenschaften der Spaltisomere (vgl. Kapitel VII)

Verschiedene Arbeitsgruppen berechnen unterschiedliche Werte für die Erhöhung der äußeren Spaltbarriere. Zglinski et al.berechnen eine Barrienerhöhung von 0,6 MeV, während Leander et al. 1,2 MeV angeben. Wie sehr sich diese beiden Ergebnisse widersprechen, verdeutlichen die in Kapitel VI.3 beschriebenen Ergebnisse der Simulation der prompten Spaltwahrscheinlichkeit der strahlungslosen Übergänge $2p \longrightarrow 1s$. Die Erhöhung der äußeren Spaltbarriere um 1,2 MeV reduziert die Spaltwahrscheinlichkeit um einen Faktor 100 bis 200 gegenüber einer Erhöhung um 0,6 MeV. Da sich mit heutigen experimentellen Ergebnissen die Spaltwahrscheinlichkeit der strahlungslosen Übergänge $2p \longrightarrow 1s$ bis auf 80 % genau berechnen läßt, ist es möglich, die Erhöhung der Spaltbarriere viel genauer "experimentell" zu bestimmen, als es bisher durch theoretische Berechnungen möglich gewesen ist.

Zunächst soll gezeigt werden, wie aus der gemessenen prompten Spaltwahrscheinlichkeit pro Müonstop P_p die Spaltwahrscheinlichkeit der stahlungslosen Übergänge $2p \longrightarrow 1s$ ($P_f 2p$) und $3d \longrightarrow 1s$ $P_f 3d$) berechnet werden kann.

Die prompte Spaltwahrscheinlichkeit pro Müonstop und die Spaltwahrscheinlichkeit der verschiedenen strahlungslosen Übergänge stehen wiefolgt miteinander im Zusammenhang:

$$P_p = P_{nr}(3d^{5/2} \longrightarrow 1s^{1/2}) \times P_f 3d^{5/2} + P_{nr}(3d^{3/2} \longrightarrow 1s^{1/2}) \times P_f 3d^{3/2}$$
$$+ P_{nr}(2p^{3/2} \longrightarrow 1s^{1/2}) \times P_f 2p^{3/2} + P_{nr}(2p^{1/2} \longrightarrow 1s^{1/2}) \times P_f 2p^{1/2}$$
$$+ P_{nr}(np \longrightarrow 1s) \times P_f np + P_{nr}(md \longrightarrow 1s) \times P_f md$$

(Gleichung VI.1)

P_{nr} strahlungslose Übergangswahrscheinlichkeit pro Müonstop

P_f prompte Spaltwahrscheinlichkeit des Kerns nach strahlungslosem Übergang

P_p prompte Spaltwahrscheinlichkeit pro Müonstop

$n \geq 3$

$m \geq 4$

Von den in der Gleichung VI.1 vorkommenden Größen sind oft nur $P_{nr}(2p \longrightarrow 1s)$, $P_{nr}(3d \longrightarrow 1s)$ und P_p experimentell bestimmt. In der Tabelle VI.1 sind die experimentellen Ergebnisse für $P_{nr}(2p \longrightarrow 1s)$ und $P_{nr}(3d \longrightarrow 1s)$ zusammengefaßt.

Tabelle VI.1 Gemessene Wahrscheinlichkeit für die strahlungslosen Übergänge $2p \longrightarrow 1s$ und $3d \longrightarrow 1s$

Nuklid	$P_{nr}(2p \longrightarrow 1s)$	Referenz	$P_{nr}(3d \longrightarrow 1s)$	Referenz
^{232}Th	$0,15 \pm 0,07$	Bala 61		
^{235}U	$0,29 \pm 0,05$	Bala 61		
^{238}U	$0,23 \pm 0,04$	Bala 60	$0,14 \pm 0,05$	Joha 82
^{237}Np	$0,154 \pm 0,024$	Acha 85	$0,12 \pm 0,05$	Acha 85
^{239}Pu	$0,41 \pm 0,06$	Bala 66		

Die prompte Spaltwahrscheinlichkeit pro Müonstop P_p ist in der Tabelle V.10 dargestellt. Johansson et al. (Joha 80) haben den relativen Anteil der strahlungslosen Übergänge $2p \longrightarrow 1s$ und $3d \longrightarrow 1s$ an der prompten Spaltung von ^{238}U bestimmt.

Zunächst wird gezeigt, daß die bekannten Wahrscheinlichkeiten für strahlungslose Übergänge $P_{nr}(2p \longrightarrow 1s)$ und $P_{nr}(3d \longrightarrow 1s)$ theoretisch berechnet werden können. Mit den dabei benutzten Modellansätzen können alle anderen, experimentell nicht untersuchten

Wahrscheinlichkeiten für strahlungslose Übergänge, berechnet werden.

Zaretski und Novikov (Zare 61) konnten zeigen, daß die Wahrscheinlichkeit für die strahlungslosen Übergänge $P_{nr}(2p \longrightarrow 1s)$ eng mit dem Photoabsorptionswirkungsquerschnitt für Photonen entsprechender Energie zusammenhängt. Mit dem zur damaligen Zeit bekannten Photoabsorptionsquerschnitt von 50mb (Zare 61) für 6 MeV Anregungsenergie berechneten Zaretski et al. für ^{238}U die Wahrscheinlichkeit für einen strahlungslosen Übergang von 0,41. Dieser Wert liegt höher als der experimentelle Wert von Balats et al. (Bala 60)(vgl. Tabelle VI.1). Setzt man allerdings statt des von Zaretski et al. verwendeten Wirkungsquerschnitts die Ergebnisse neuerer Messungen ein (Dick 75, Khan 72, Cald 80), so beträgt die berechnete Wahrscheinlichkeit für einen strahlungslosen Übergang 0,25 bis 0,30, in Übereinstimmung mit dem experimentellen Wert von $0,23 \pm 0,04$.

Verwendet man weiter die von Khan et al. (Khan 72) gemessenen Photoabsorptionswirkungsquerschnitte, so beträgt die Wahrscheinlichkeit für einen strahlungslosen Übergang für ^{232}Th 0,33 bis 0,36 und für ^{235}U 0,20 bis 0,24. Der so für ^{232}Th berechnete Wert überschätzt jedoch den experimentell bestimmten Wert von $0,15 \pm 0,07$ (Bala 61). Für ^{235}U stimmt das berechnete Ergebnis wiederum recht gut mit dem gemessenen Wert überein (vgl. Tabelle VI.1).

In der Literatur sind Photoabsorptionswirkungsquerschnitte veröffentlicht, die bis zu 50 % von den verwandten Wirkungsquerschnitten abweichen (vgl. Dick 75), so daß die Abweichungen zwischen theoretischem und experimentellem Wert durchaus erklärbar sind. Da die Photoabsorptionswirkungsquerschnitte für die Übergangsenergien $2p^{3/2} \longrightarrow 1s^{1/2}$ und $2p^{1/2} \longrightarrow 1s^{1/2}$ je nach betrachtetem Nuklid um ± 20 % voreinander abweichen, sind unterschiedliche Wahrscheinlichkeiten für die strahlungslosen Übergänge $2p^{3/2} \longrightarrow 1s^{1/2}$ und $2p^{1/2} \longrightarrow 1s^{1/2}$ wahrscheinlich.

Bisher wurde nur für ^{237}Np die Wahrscheinlichkeit für die beiden strahlungslosen Übergänge $2p^{3/2} \longrightarrow 1s^{1/2}$ und $2p^{1/2} \longrightarrow 1s^{1/2}$ getrennt bestimmt (Ahma 85). Innerhalb der Fehlergrenzen konnten keine Unterschiede für die beiden Übergänge festgestellt werden. Johansson et al. (Joha 80) konnten zeigen, daß bei ^{238}U nur 26 ± 15 %

der prompten Spaltung durch die strahlungslosen Übergänge $2p \longrightarrow 1s$ induziert werden, hingegen 74 ± 15 % durch die strahlungslosen Übergänge $3d \longrightarrow 1s$.

In einem anschließenden Experiment (Joha 82) wurde die Wahrscheinlichkeit für einen strahlungslosen Übergang $3d \longrightarrow 1s$ zu $0{,}14 \pm 0{,}05$ pro Müonstop bestimmt (vgl. Tabelle VI.1).
Teller und Weiss (Tell 80) konnten diese hohe Wahrscheinlichkeit für einen strahlungslosen Übergang $3d \longrightarrow 1s$ durch die Ankopplung der Quadrupolübergänge $3d \longrightarrow 1s$ an die isoskalare Quadrupolriesenresonanz erklären.

Auf ähnliche Weise berechneten Teller und Weiss die Wahrscheinlichkeit für einen strahlungslosen Übergang $2p \longrightarrow 1s$ durch Ankopplung des Dipolübergahgs $2p \longrightarrow 1s$ an die isovektorielle Dipolriesenresonanz. In beiden Fällen beruht die Berechnung auf der Idee von Zaretski et al., daß die Wahrscheinlichkeit für einen strahlungslosen Übergang direkt aus dem Photoabsorptionswirkungsquerschnitt berechnet werden kann. Zur Bestimmung des Absorptionswirkungsquerschnitts verwendeten Teller und Weiss nicht experimentell bestimmte Wirkungsquerschnitte sondern berechneten diese aus der isovektoriellen Dipolriesenresonanz bzw. isoskalaren Quadrupolriesenresonanz. Die ersten Berechnungen von Teller et al. (Tell 80) wurden später von de Kam et al. (Kam 83) verfeinert. Nach de Kam et al. läßt sich die Wahrscheinlichkeit für strahlungslose Übergänge $2p \longrightarrow 1s$ wiefolgt berechnen:

$$P_{nr}(2p \longrightarrow 1s) = \frac{\Gamma_{nr}}{\Gamma_{nr} + \Gamma_\gamma} \qquad \text{(Gleichung VI.2)}$$

$$\Gamma_{nr} = \frac{\sigma_1}{\sigma_1 + \sigma_2} \times \frac{|V_{2p \longrightarrow 1s}|^2 \times \Gamma_1}{|E_1 - E_{2p \longrightarrow 1s}|^2 + 0{,}25\Gamma_1^2} + \frac{\sigma_2}{\sigma_1 + \sigma_2} \times \frac{|V_{2p \longrightarrow 1s}|^2 \times \Gamma_2}{|E_2 - E_{2p \longrightarrow 1s}|^2 + 0{,}25\Gamma_2^2}$$

(Gleichung VI.3)

Γ_{nr} = Zerfallsbreite für den strahlungslosen Übergang

Γ_γ = Zerfallsbreite für den strahlungsvollen Übergang $1{,}4 \times 10^{-3}$ MeV (Tell 80)

$|V_{2p \longrightarrow 1s}|$ Übergangsmatrixelement des Kerns vom Grundzustand in

den angeregten Zustand $\Delta L = +1$
0,063 MeV (Tell 80)

E_1, E_2 = Schwerpunkte der für Aktinidenkerne aufgespaltenen isovektoriellen Dipolriesenresonanz (vgl. Tab.III.5)

Γ_1, Γ_2 = Zerfallsbreiten der isovektoriellen Dipolriesenresonanz (vgl. Tab. III.5)

σ_1, σ_2 = Anregungswirkungsquerschnitt für die beiden Komponenten der Dipolreisenresonanz

$E_{2p \longrightarrow 1s}$ = Übergangsenergie des Übergangs $2p^{3/2} \longrightarrow 1s^{1/2}$ bzw. $2p^{1/2} \longrightarrow 1s^{1/2}$.

In der Tabelle VI.2 ist die mit Hilfe der Gleichung VI.2 und VI.3 berechnete Wahrscheinlichkeit für die strahlungslosen Übergänge $2p \longrightarrow 1s$ aufgeführt. Die dabei verwendeten Riesenresonanzparameter sind der Literatur entnommen (Veys 73, Gure 76, Cald 80).

Der Vergleich mit den experimentellen Ergebnissen (vgl. Tabelle VI.1) macht deutlich, daß ein Teil der experimentellen Ergebnisse gut wiedergegeben ist, in speziellen Fällen (^{237}Np und ^{239}Pu) aber Abweichungen bis zu 50 % zwischen Theorie und Experiment auftreten.

Tabelle VI.2 Berechnete Wahrscheinlichkeiten für die strahlungslosen Übergänge $2p \longrightarrow 1s$

Nuklid	$E_{(2p^{3/2} \longrightarrow 1s^{1/2})}$ (MeV)	P_{nr} $(2p^{3/2} \longrightarrow 1s^{1/2})$	$E_{(2p^{1/2} \longrightarrow 1s^{172})}$ (MeV)	P_{nr} $(2p^{1/2} \longrightarrow 1s^{1/2})$
^{232}Th	6,3	0,21	6,1	0,19
^{235}U	6,5	0,21	6,2	0,19
^{238}U	6,4	0,20	6,1	0,19
^{237}Np	6,5	0,21	6,2	0,20
^{239}Pu	6,6	0,22	6,3	0,21

Es ist schon lange bekannt (Dick 75), daß die Dipolriesenresonanz die gemessenen Photoabsorptionswirkungsquerschnitte im Bereich von 6 bis 6,5 MeV - soweit diese überhaupt bekannt sind - nicht befriedigend beschreibt. Abweichungen zwischen gemessenen Photoabsorptionswirkungsquerschnitten und mit Hilfe der Dipolriesenresonanz berechneten Wirkungsquerschnitten von 30 bis 50% sind keine

Seltenheit.

Daher wird verständlich warum die nach dem Dipolriesenresonanzansatz berechneten Wahrscheinlichkeiten für strahlungslose Übergänge von den experimentellen Ergebnissen teilweise stark abweichen. Wegen der Ungenauigkeit der berechneten Wahrscheinlichkeit für strahlungslose Übergänge werden - soweit wie möglich - die experimentell bestimmten Werte verwandt. Für alle anderen Nuklide, deren Wahrscheinlichkeit für strahlungslose Übergänge $2p \longrightarrow 1s$ nicht bekannt ist, werden die Ergebnisse der Berechnungen nach dem Riesenresonanzansatz verwendet.

Da aber die beiden 2p-Niveaus nur zu etwa 80 % pro Müonstop bevölkert werden (extrapoliert von ^{238}U (Joha 82) und ^{237}Np (Acha 85)), müssen sowohl die experimentellen als auch die theoretischen Ergebnisse mit 0,8 multipliziert werden, um die Wahrscheinlichkeit für einen strahlungslosen Übergang pro Müonstop zu erhalten.

Die Berechnung der Wahrscheinlichkeit für strahlungslosen Übergang war von Teller et al. vor allem für den Übergang $3d \longrightarrow 1s$ vorgeschlagen worden. Nach Teller und Weiss koppelt der Quadrupolübergang $3d \longrightarrow 1s$ an die isoskalare Quadrupolriesenresonanz an. Die Wahrscheinlichkeit für einen strahlungslosen Übergang $3d \longrightarrow 1s$ wird wie folgt berechnet:

$$P_{nr} = \frac{\Gamma_{nr}}{\Gamma_{nr} + \Gamma_{\gamma}} \qquad \text{(Gleichung VI.4)}$$

$$\Gamma_{nr} = \frac{|V_{3d \longrightarrow 1s}|^2 \times \Gamma_{GQR}}{|E_{GQR} - E_{(3d \longrightarrow 1s)}|^2 + 0{,}25\,\Gamma_{GQR}^2} \qquad \text{(Gleichung VI.5)}$$

Γ_{γ} = $5{,}8 \times 10^{-4}$ MeV

E_{GQR} = 10,2 MeV Schwerpunkt der isoskalaren Quadrupolriesenresonanz

Γ_{GQR} = 3 MeV Breite der isoskalaren Qudrupolriesenresonanz

$|V_{3d \longrightarrow 1s}|$ = Übergangsmatrixelement des Kerns vom Grundzustand in den angeregten Zustand $\Delta L = +2 = 0{,}0093$ MeV

$E_{(3d \longrightarrow 1s)}$ = 9,48 MeV Übergangsenergie des Quadrupolübergangs $3d \longrightarrow 1s$

Die angegebenen Werte sind der Arbeit von Teller et al. (Tell 80) entnommen. Die Wahrscheinlichkeit für die strahlungslosen Übergänge $3d \longrightarrow 1s$ beträgt nach der Gleichung VI.5 0,15. Ersetzt man die von Teller et al. angenommene Übergangsenergie $E_{(3d \longrightarrow 1s)}$ durch realistische Werte (Clos 78), so beträgt die Wahrscheinlichkeit für den strahlungslosen Übergang $3d^{5/2} \longrightarrow 1s^{1/2}$ 0,14 und 0,13 für den Übergang $3d^{3/2} \longrightarrow 1s^{1/2}$. Da die berechneten Wahrscheinlichkeiten für beide Übergänge identisch sind, werden die beiden Übergänge im weiteren nicht mehr getrennt betrachtet. Ersetzt man die von Teller et al. angegebenen Riesenresonanzparameter durch die Parameter von Morsch et al. (Mors 82) (vgl. Tabelle III.6), so beträgt die Wahrscheinlichkeit für einen strahlungslosen Übergang $3d \longrightarrow 1s$ 0,10. Sowohl dieser Wert als auch die Ergebnisse der Berechnungen mit den Riesenresonanzparametern von Teller und Weiss (Tell 80) stimmen mit den experimentellen Ergebnissen überein. Für die Berechnung der Wahrscheinlichkeit für einen strahlungslosen Übergang $3d \longrightarrow 1s$ werden im weiteren die Resonanzparameter von Teller et al. verwandt.

In der Tabelle VI.3 sind die Ergebnisse der Berechnungen zusammengefaßt.

Tabelle VI.3 Vergleich der berechneten Wahrscheinlichkeit für einen strahlungslosen Übergang $3d \longrightarrow 1s$ mit den experimentellen Ergebnissen

Nuklid	Übergangsenergie		$P_{nr}(3d \longrightarrow 1s)$		
	$E(3d^{5/2} \longrightarrow 1s^{1/2})$ MeV	$E(3d^{3/2} \longrightarrow 1s^{1/2})$ MeV	Berechnung	Experiment	Ref.
^{232}Th	9,3	9,2	0,13		
^{235}U	9,5	9,4	0,14		
^{238}U	9,5	9,4	0,14	0,14±0,05	Joha82
^{237}Np	9,6	9,5	0,15	0,12±0,05	Acha85
^{239}Pu	9,7	9,6	0,15		
^{242}Pu	9,7	9,6	0,15		
^{244}Pu	9,7	9,6	0,15		

Wie aus der Gleichung VI.1 zu ersehen ist, können nicht nur strahlungslose Übergänge $2p \longrightarrow 1s$ und $3d \longrightarrow 1s$ die prompte Spaltung induzieren. Strahlungslose Übergänge aus höheren Niveaus müssen ebenfalls berücksichtigt werden, obwohl sie durch die Müonkaskade nur schwach

bevölkert werden (Schn 72). Das Niveau 3p wird durch die Müonkaskade zu etwa 3 % bevölkert (Blin 82). Schneuwly et al. (Schn 72) geben für ^{209}Bi die Besetzungswahrscheinlichkeit für alle Niveaus np $n \geq 3$ mit 4,7 % pro Müonstop an. Da für die Aktinidenkerne keine Information über die Besetzungswahrscheinlichkeit der höheren np-Niveaus vorliegen, werden die Ergebnisse von Schneuwly et al. für alle Aktiniden übernommen. Für alle höheren Übergänge $np \longrightarrow 1s$ berechnen Teller et al. eine Wahrscheinlichkeit für einen strahlungslosen Übergang von 50 %. Die mit Hilfe von Gleichung VI.3 und den Riesenresonanzparametern von Veyssière et al. (Veys 73) berechnete Wahrscheinlichkeit für alle strahlungslosen Übergänge $np \longrightarrow 1s$, $n \geq 3$ beträgt ebenfalls 50 %. Schneuwly et al. geben für den Übergang $3p \longrightarrow 1s$ in ^{209}Bi eine Wahrscheinlichkeit für einen strahlungslosen Übergang von etwa 40 % an. Für ^{209}Bi ergibt sich nach der Gleichung VI.3 eine Wahrscheinlichkeit für einen strahlungslosen Übergang von 33 %, wenn man folgende Parameter in die Gleichung VI.3 einsetzt:

$E_{(3p \longrightarrow 1s)}$ = 8,6 MeV (ersetzt $E_{(2p \longrightarrow 1s)}$ in Gleichung VI.3)

Γ_γ = 1,0 x 10^{-3} MeV

E_1 = 13,5 MeV Γ_1 = 3,6 MeV (Veys 70)

σ_1 = 1 σ_2 = 0

Durch die gute Übereinstimmung zwischen den berechneten und den experimentellen Ergebnissen wird die Gültigkeit des von Teller et al. vorgeschlagenen Riesenresonanzansatzes bestätigt. Geht man von einer Besetzungswahrscheinlichkeit aller Übergänge np, $n \geq 3$ von etwa 4,7 % pro Müonstop aus (Schn 72), so beträgt die Wahrscheinlichkeit für alle strahlungslosen Übergänge $np \longrightarrow 1s$, $n \geq 3$ etwa 2 % pro Müonstop.

Neben den höheren Dipolübergängen np, $n \geq 3$ werden durch die Müonkaskade auch höhere Quadrupolzustände md, $m \geq 4$ bevölkert. So wird bei ^{209}Bi das Niveau 4d zu etwa 6 % $\pm$ 2 % pro Müonstop bevölkert (Schn 72).

Die mit Hilfe von Gleichung VI.5 berechnete Wahrscheinlichkeit für einen strahlungslosen Übergang $4d \longrightarrow 1s$ beträgt 15 %. Da alle

höheren Niveaus md, $m \geq 5$ noch schwächer durch die Müonkaskade bevölkert werden, ergibt sich insgesamt ein Beitrag von etwa 1 % strahlungsloser Anregung des Kerns pro Müonstop durch die Übergänge $md \longrightarrow 1s$, $m \geq 4$.

Damit sind alle Wahrscheinlichkeiten für strahlungslose Übergänge P_{nr} aus der Gleichung VI.1 bekannt. Zur Bestimmung der Spaltwahrscheinlichkeiten $P_f 2p^{3/2}$ und $P_f 2p^{1/2}$ wird die Gleichung VI.1 wie folgt vereinfacht: Da die Spaltwahrscheinlichkeit für alle Aktinidenkerne im Anregungsbereich von 10 bis 12 MeV nahezu konstant ist, und dies sich auch durch das bei prompter Spaltung anwesende Müon nicht ändert, werden die Spaltwahrscheinlichkeiten $P_f\ 3d^{5/2}$, $P_f\ 3d^{3/2}$, $P_f np$ und $P_f md$ durch eine einzige Spaltwahrscheinlichkeit $P_f\ 3d$ ersetzt. Die Wahrscheinlichkeit für strahlungslose Übergänge $P_{nr}(3d^{5/2} \longrightarrow 1s^{1/2})$, $P_{nr}(3d^{3/2} \longrightarrow 1s^{1/2})$, $P_{nr}(np \longrightarrow 1s)$ und $P_{nr}(md \longrightarrow 1s)$ werden addiert und zu einer einzigen Wahrscheinlichkeit für den strahlungslosen Übergang $P_{nr}(3d \longrightarrow 1s)$ zusammengefaßt. Nach Summation der berechneten Wahrscheinlichkeiten für strahlungslose Übergänge beträgt $P_{nr}(3d \longrightarrow 1s)$ 0,17 für alle Nuklide . Die entsprechend vereinfachte Gleichung VI.1 lautet damit:

$$P_p = 0{,}17 \times P_f 3d + Y P_{nr}(2p \longrightarrow 1s) \times P_f 2p^{3/2} + (1-Y) \times P_{nr}(2p \longrightarrow 1s) \times P_f 2p^{1/2} \qquad \text{(Gleichung VI.6)}$$

Y = Anteil des Übergangs $2p^{3/2} \longrightarrow 1s^{1/2}$ an der Wahrscheinlichkeit für strahlungslosen Übergang $P_{nr}(2p \longrightarrow 1s)$.

Über die Größe Y liegen keine experimentellen Angaben vor. Deshalb wird der Anteil des strahlungslosen Übergangs $2p^{3/2} \longrightarrow 1s^{1/2}$ an der gesamten Wahrscheinlichkeit für einen strahlungslosen Übergang $P_{nr}(2p \longrightarrow 1s)$ gleich dem strahlungsvollen Anteil des Übergangs $2p^{3/2} \longrightarrow 1s^{1/2}$ am Übergang $2p \longrightarrow 1s$ gesetzt. Die Größe Y variiert für Aktinidenkerne zwischen 0,5 (^{237}Np, ^{235}U) und 0,33 (^{239}Pu) (Clos 78, Acha 85).

Für ^{238}U liegen - als bisher einzigem Fall - weitere experimentelle Informationen vor. Johansson et al. (Joha 80) konnten zeigen, daß nur 26±15% aller prompten Spaltungen bei ^{238}U durch die strahlungslosen Übergänge $2p \longrightarrow 1s$ induziert werden. Setzt man diese Werte

in die Gleichung VI.6 ein und berücksichtigt, daß P_p etwa 0,011 beträgt (vgl. Tabelle V.10), so gilt:

$$P_f 3d = 0{,}05 \pm 0{,}02 \qquad \text{(Gleichung VI.7)}$$

Außerdem kann man aus der Veröffentlichung von Johansson et al. schließen, daß folgender Zusammenhang nährungsweise gilt:

$$P_{nr}(2p \longrightarrow 1s) \times P_f 2p^{3/2} \simeq P_{nr}(2p \longrightarrow 1s) \times P_f 2p^{1/2} \qquad \text{(Gleichung VI.8)}$$

Daraus folgt:

$$P_f 2p^{3/2} \simeq P_f 2p^{1/2} \qquad \text{(Gleichung VI.9)}$$

und somit gilt:

$$P_f 2p^{3/2} = 0{,}016 \pm 0{,}012 \qquad \text{(Gleichung VI.10)}$$

Um den Einfluß des Müons auf die Spaltwahrscheinlichkeit zu verdeutlichen, sollen kurz die gemessenen Spaltwahrscheinlichkeiten aus der photo- und hadroninduzierten Spaltung erwähnt werden. So beträgt die Spaltwahrscheinlichkeit bei 6,1 MeV für ^{238}U etwa 0,3 und bei 6,4 MeV etwa 0,22 (Cald 80). Für 9,5 MeV Anregungsenergie beträgt die Spaltwahrscheinlichkeit bei hadroninduzierter Spaltung $0{,}18 \pm 0{,}02$ und bei Photospaltung 0,22 (vgl. Abbildung III.28). Der Vergleich mit den Ergebnissen aus Gleichung VI.7 und VI.10 verdeutlicht nachdrücklich den Einfluß des Müons auf die Spaltbarriere bei prompter Spaltung.

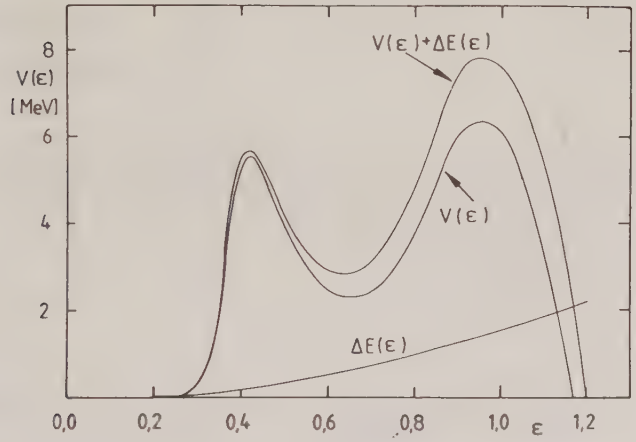
Im nächsten Kapitel wird aus der reduzierten Spaltwahrscheinlichkeit der Übergänge $2p \longrightarrow 1s$ und $3d \longrightarrow 1s$ die Barrierenerhöhung bei der prompten Spaltung für ^{238}U berechnet.

VI.2. Die reduzierte Spaltwahrscheinlichkeit des strahlungslosen Übergangs $3d \longrightarrow 1s$

In der Abbildung VI.1 ist die Spaltbarriere von ^{238}U dargestellt. Die gezeigte Form entspricht den in der vorliegenden Arbeit gefundenen Barrierenparametern für ^{238}U (vgl. Tabelle VI.5). Zusätzlich ist die von Leander et al. (Lean 75) vorhergesagte Barrierenerhöhung $\Delta E(\varepsilon)$ eingezeichnet. Die von Zaretski et al. berechnete Barrierenerhöhung beträgt etwa 0,1 MeV für die innere Barriere, 0,3 MeV für das zweite Minimum und 0,6 MeV für die äußere Barriere (vgl.

Zare 61).

Abbildung VI.1 Änderung der Spaltbarriere von ^{238}U nach Leander et al. (Lean 75)



$V(\varepsilon)$ = Spaltbarriere von ^{238}U ohne Müoneinfluß

$\Delta E(\varepsilon)$ = Barrierenerhöhung durch das Müon

$V(\varepsilon) + \Delta E(\varepsilon)$ = Spaltbarriere von ^{238}U unter Müoneinfluß

Zunächst soll versucht werden, den Einfluß der erhöhten Spaltbarriere auf die Spaltwahrscheinlichkeit 3d⟶1s abzuschätzen.

Nach Vandenbosch und Huizenga (Vand 73) kann die Spaltwahrscheinlichkeit im Anregungsbereich von 8 bis 12 MeV durch statistische Modelle beschrieben werden.

Unter Verwendung einer Fermi-Gas Niveaudichte zur Beschreibung der Zahl der Neutronen- und Spaltzustände erhielten sie folgenden vereinfachten Ausdruck für die Spaltwahrscheinlichkeit:

$$\frac{\Gamma_n}{\Gamma_f} = \frac{4\, A^{2/3} a_f (E-B_n)}{K_o \, a_n (2a_f^{1/2}(E-B_f)^{1/2}-1)} \times$$

$$\exp\{ 2a_n^{1/2}(E-B_n)^{1/2} - 2a_f^{1/2}(E-B_f)^{1/2} \}$$

(Gleichung VI.11)

$$P_f = \frac{1}{1+\frac{\Gamma_n}{\Gamma_f}}$$

(GLeichung VI.12)

a_n Niveaudichteparameter der Neutronenzustände $\simeq 25\ MeV^{-1}$

a_f Niveaudichteparameter der Spaltzustände $\simeq a_n$ (Jans 80, Plic 80)

B_n Neutronenbindungsenergie

B_f Spaltbarriere

$K_o \simeq 10$ MeV (Vand 73)

In der Abbildung VI.2 ist der Fit an das Ergebnis der Messung $^{238}U(\alpha,\alpha'f)$ (Jans 80) nach Gleichung VI.11 dargestellt.

Die dabei gewonnenen Parameter lauten:

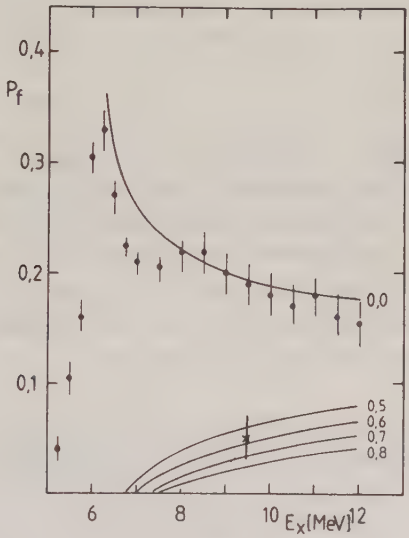
$$B_f = 6{,}15\ MeV$$
$$a_n/a_f = 0{,}95$$

Durch Erhöhung der Spaltbarriere von 6,15 MeV um 0,5 bis 0,8 MeV wird die Spaltwahrscheinlichkeit stark reduziert.

Aus der Abbildung VI.2 läßt sich ersehen, daß die Spaltwahrscheinlichkeit $P_f 3d$ (vgl. Gleichung VI.7) durch eine Barrierenerhöhung zwischen 0,4 und 0,7 MeV gefittet werden kann. Ähnliche Untersuchungen von Blin et al. (Blin 82) ergeben eine Barrierenerhöhung von 0,4 bis 0,6 MeV.

Die Berechnung nach der Gleichung VI.11 berücksichtigt jedoch nicht, daß Aktinidenkerne eine doppelköckrige Spaltbarriere besitzen (vgl. Abbildung VI.1). Da aber die innere Spaltbarriere wesentlich weniger durch das Müon beeinflußt wird als die äußere, könnte durch Verwendung nur einer Spaltbarriere der Einfluß des Müons auf die Spaltwahrscheinlichkeit überschätzt werden.

Abbildung VI.2 Fit der Spaltwahrscheinlichkeit von ^{238}U mit Hilfe der Gleichung VI.11



$^{238}U(\alpha,\alpha'f)$ (Jans 80, Plic 80)

Spaltwahrscheinlichkeit des strahlungslosen Übergangs 3d ⟶ 1s nach Gleichung VI.7

0,0; 0,5 bis 0,8 MeV Auswirkung der Erhöhung der Spaltbarriere auf die Spaltwahrscheinlichkeit von ^{238}U

Kupriyanov et al. gehen bei der Beschreibung der Spaltwahrscheinlichkeit von einer Niveaudichte mit konstanter Temperatur aus (Kupr 80, Vand 73). Unter Berücksichtigung einer doppelhöckrigen Spaltbarriere für Aktinidenkerne erhalten sie folgenden Ausdruck für Γ_n/Γ_f:

$$\frac{\Gamma_n}{\Gamma_f} = \left[G_A \times \exp\left(\frac{E_A - E_M}{T}\right) + G_B \times \exp\left(\frac{E_B - E_M}{T}\right)\right] \times \exp\left(\frac{E_M - \langle B_n \rangle}{T}\right)$$

(Gleichung VI.13)

G_A = 0,41

G_B = 0,90

E_A, E_B Höhe der inneren und äußeren Spaltbarriere

E_M = Maximum von E_A und E_B
T = 0,5 MeV
$\langle B_n \rangle$ = 1/2 (B_n(Z,N) + B_n (Z,N-1))

Für ^{238}U geben Kupriyanov et al. (Kupr 80) folgende Parameter an:
E_A = 5,65 MeV
E_B = 6,23 MeV
$\langle B_n \rangle$ = 5,63 MeV

Die berechnete Spaltwahrscheinlichkeit zwischen 8-12 MeV Anregungsenergie beträgt 0,23. Durch die Erhöhung der beiden Spaltbarrieren läßt sich der Einfluß des Müons auf die Spaltwahrscheinlichkeit des Übergangs 3d⟶1s berechnen. Dabei wird die innere Barriere um 0,1 MeV (vgl. Abbildung VI.1) und die äußere Barriere zwischen 0,5 und 1 MeV erhöht. Die Ergebnisse der Berechnung sind in der Tabelle VI.4 zusammengestellt.

Tabelle VI.4 Berechnete Spaltwahrscheinlichkeit P_f 3d für ^{238}U in Abhängigkeit von der Barrierenerhöhung

ΔE_A (MeV)	ΔE_B (MeV)	P_f MeV
0,0	0,0	0,23
0,1	0,5	0,11
0,1	0,6	0,09
0,1	0,7	0,08
0,1	0,8	0,06
0,1	0,9	0,05
0,1	1,0	0,04
0,1	1,1	0,03
0,2	1,1	0,03

Aus der Tabelle VI.4 kann man ersehen, daß die äußere Barriere zwischen 0,75 und 1,1 MeV erhöht werden muß, um die gefundene Spaltwahrscheinlichkeit des Übergangs 3d⟶1s von 0,05±0,02 reproduzieren zu können(vgl. Gleichung VI.7).

Der Einfuß des Müons auf die Spaltwahrscheinlichkeit ist nach Gleichung VI.11 stärker als nach Gleichung VI.13

Im weiteren wird nur noch Gleichung VI.13 verwandt, um den Einfluß des Müons auf die Spaltwahrscheinlichkeit des Übergangs 3d⟶1s für alle anderen betrachteten Nuklide zu berechnen.

Wegen der unterschiedlichen Ergebnisse der beiden Modellrechnungen für die Barrierenerhöhung des Müons kann aus der reduzierten Spaltwahrscheinlichkeit 3d⟶1s die Barrierenerhöhung nicht zweifelsfrei bestimmt werden.

Im nächsten Kapitel wird die Erhöhung der Spaltbarriere durch Simulation der Spaltwahrscheinlichkeit der strahlungslosen Übergänge $2p^{3/2} \longrightarrow 1s^{1/2}$ und $2p^{1/2} \longrightarrow 1s^{1/2}$ bestimmt.

VI.3 Die Spaltwahrscheinlichkeit der strahlungslosen Übergänge 2p⟶1s

Die Spaltwahrscheinlichkeit der Übergänge 2p ⟶1s beträgt 0,016±0,012 (vgl.Gleichung VI.10). Da die Spaltwahrscheinlichkeit bei photoinduzierter Spaltung bei 6,1 MeV 0,3 und bei 6,4 MeV 0,22 beträgt (Cald 80), wird der Einfluß des Müons auf die Spaltbarriere deutlich.

Die doppelhöckrige Spaltbarriere der Aktinidenkerne wird allgemein durch drei Parabeln parameterisiert, die die Barrierenform als Funktion der Deformation beschreiben (Cram 70)

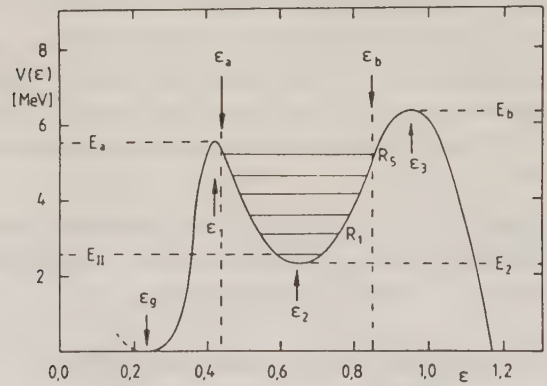
Die doppelhöckrige Spaltbarriere wird wie folgt parameterisiert (vgl. Abbildung VI.3).

$$\varepsilon_{MIN} < \varepsilon \leq \varepsilon_a \qquad V(\varepsilon) = E_a - \frac{1}{2} \times \mu \times \omega_a^2 (\varepsilon - \varepsilon_1)^2$$

$$\varepsilon_a < \varepsilon \leq \varepsilon_b \qquad V(\varepsilon) = E_2 + \frac{1}{2} \times \mu \times \omega_{II}^2 (\varepsilon - \varepsilon_2)^2$$

$$\varepsilon_b < \varepsilon \leq \varepsilon_{MAX} \qquad V(\varepsilon) = E_b - \frac{1}{2} \times \mu \times \omega_b^2 (\varepsilon - \varepsilon_3)^2$$

Abbildung VI.3 Darstellung einer doppelhöckrigen Spaltbarriere am Beispiel von ^{238}U



Legende:

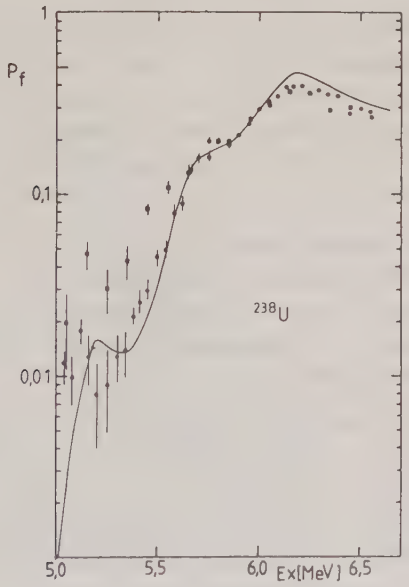
E_a	Maximum der inneren Barriere
E_2	Höhe des zweiten Minimums
E_{II}	Anregungsenergie des isomeren Zustandes $E_{II} = E_2 + 1/2\hbar\omega_{II}$
E_b	Maximum der äußeren Barriere
ε_a	Grenze zwischen erster und zweiter Parabel
ε_b	Grenze zwischen zweiter und dritter Parabel
ε_1	Deformation des Maximums der inneren Barriere
ε_2	Deformation des isomeren Zustandes
ε_3	Deformation des Maximums der äußeren Barriere
ε_g	Grundzustandsdeformation
R_1-R_5	Resonanz im zweiten Minimum $E(R_i) = E_{II} + i\hbar\omega_{II}$

Mit dem Programm "FISALL" (Back 74) werden die Barrierenparameter so lange variiert, bis die gemessene Spaltwahrscheinlichkeit des interessierenden Kerns als Funktion der Anregungsenergie gut wiedergegeben wird. In Abbildung VI.4 sind die gemessene Spaltwahrscheinlichkeit für ^{238}U (Back 74) und das Ergebnis der Simulation durch das Progamm "FISALL" dargestellt.

Bei der Anpassung wurde berücksichtigt, daß das Programm "FISALL" Spaltwahrscheinlichkeiten nur bis zur Neutronenbindungsenergie (B_n) genau beschreiben kann.

Der Vergleich zwischen Experiment und Simulation zeigt, daß die experimentellen Daten darüber hinaus bis 6,5 MeV Anregungsenergie gut wiedergegeben werden.

Abbildung VI.4 Vergleich der gemessenen Spaltwahrscheinlichkeit mit den Ergebnissen der Simulationsrechnung



Legende: $^{238}U(\alpha,\alpha' f)$ (Plic 80)
$^{236}U(t,pf)$ (Back 74)
— Ergebnis der Simulation mit Hilfe des Programms "FISALL"

Die mit Hilfe des Progamms "FISALL" gewonnenen Barrierenparameter werden in Tabelle VI.5 mit Barrierenparametern aus der Literatur verglichen.

Tabelle VI.5 Vergleich der Barrierenparameter von ^{238}U

E_a MeV	$\hbar\omega_a$ MeV	E_2 MeV	$\hbar\omega_2$ MeV	E_b MeV	$\hbar\omega_b$ MeV	E_{II} MeV	Referenz
5,77	0,80			5,65	0,47		Cram 70
5,90	1,00	2,00	0,9	6,12	0,62	2,45	Back 74
5,60	1,77	2,30	0,52	6,35	0,74	2,56	Bhan 80
5,55	1,6	2,30	0,52	6,35	0,74	2,56	diese Arbeit

Der Vergleich der verschiedenen Parametersätze verdeutlicht die erheblichen Unterschiede bei der Berechnung der Spaltbarrieren durch unterschiedliche Arbeitsgruppen. Oft kann jedoch eine schmale hohe Barriere durch eine flache breite ersetzt werden, ohne daß die berechnete Spaltwahrscheinlichkeit stark verändert wird. So wurde versucht, mit den Parametersätzen von Back et al. und von Bhandari (Bhan 80) die experimentellen Daten zu simulieren.

Dies mißlang mit dem Parametersatz von Back et al.. Das Ergebnis der Simulation mit den Parametern von Bhandari et al. war mit dem Ergebnis dieser Arbeit identisch. Der Parametersatz von Bhandari wurde durch Simulation von Photoabsorptionswirkungsquerschnitten zwischen 3 und 6 MeV Anregungsenergie gewonnen.

Bei der Simulation der gemessenen Spaltwahrscheinlichkeit durch das Programm "FISALL" hat sich herausgestellt, daß die Ergebnisse nicht nur von der Wahl der Barrierenparameter, sondern auch von anderen Eingabeparametern beeinflußt werden. Um für die Vielzahl der untersuchten Isotope vergleichbare Parametersätze zu erlangen, werden alle übrigen Eingabeparameter nicht variiert.

Für alle Simulationen wird die Drehpulsverteilung der Reaktion $^{236}U(t,pf)$ $\Theta_p = 90°$ verwandt (Back 74). Beide Barrieren werden grundsätzlich als axialsymmetrisch angenommen.
Als entscheidende Änderungen gegenüber den Rechnungen von Back et al. werden für die Übergangszustände positiver und negativer Pari-

tät identische Barrierenhöhen angenommen.

Für gu-, ug- und uu-Kerne ist diese Annahme auch experimentell begründet, da Zhuchko et al. (Zhuc 78) zeigen konnten, daß die gemessene Spaltwahrscheinlichkeit für hadron- und photoinduzierte Spaltung identisch ist.

Die Photospaltung erfolgt nahezu ausschließlich durch Dipolanregung. Bei Teilchenreaktionen werden Zustände positiver und negativer Parität etwa gleichstark angeregt. Bei gleicher Spaltwahrscheinlichkeit folgt daraus, daß für Zustände beiderlei Parität etwa gleichhohe Barrieren vorliegen müssen.

Für gg-Kerne ist die Annahme gleicher Spaltbarrieren für positive und negative Parität möglicherweise nicht gültig. Nach Vandenbosch und Huizenga (Vand 73) ist der niedrigste Zustand an der inneren und äußeren Spaltbarriere der Zustand 0^+. Einteilchenzustände liegen wegen der Paarungsenergie der Nukleonen um mehr als 1 MeV oberhalb des Grundzustandes.

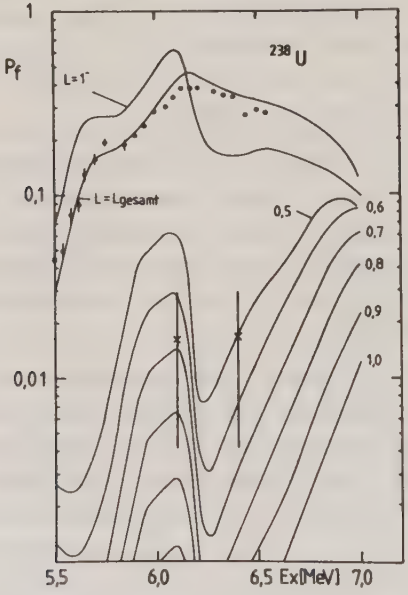
Dazwischen liegen eine Vielzahl von Rotations- und Vibrationszustände (Vand 73). Der tiefste Zustand negativer Parität für ^{238}U liegt bei 680 keV Anregungsenergie ($K=1^-$). Wäre der Abstand zwischen Grundzustand und $K=1^-$-Bande oberhalb der äußeren Spaltbarriere ähnlich hoch, müßte die gemessene Spaltwahrscheinlichkeit nach Photoabsorption viel keiner sein als bei hadroninduzierter Spaltung. Zhuchko et al. konnten jedoch zeigen, daß die Spaltwahrscheinlichkeit für ^{238}U nach Photoabsorption im Anregungsbereich von 5,5 bis6,5 MeV nahezu identisch ist mit der Spaltwahrscheinlichkeit bei hadroninduzierter Spaltung (vgl. Back 74).

Schon Back et al. (Back 74) haben angenommen, daß sich der Abstand zwischen Grundzustand und Rotations- wie Vibrationszuständen mit zunehmender Deformation des Kerns reduziert. In der hier vorliegenden Arbeit wird wegen mangelnder experimenteller Daten über die Zustände am Sattelpunkt angenommen, daß für alle gg-Kerne die Spaltbarrieren für die niedrigsten Zustände positiver und negativer Parität ($K = 0^+$ und 0^-) identisch sind.

In Abbildung VI.5 ist das Ergebnis der Simulation der experimentellen Ergebnisse von Back et al. (Back 74) ($L = L_{gesamt}$) und das Er-

gebnis der Simulation für reine Dipolabsorption ($L = 1^-$) dargestellt. Für beide Simulationen werden identische Barrierenparameter verwendet (vgl. Tabelle VI.5).

Abbildung VI.5 Einfluß des Müons und des Drehimpulses auf die Spaltwahrscheinlichkeit von ^{238}U



♦	^{236}U(t,pf) (Back 74)
‡	Berechnete Spaltwahrscheinlichkeit der strahlungslosen Übergänge $2p^{3/2} \longrightarrow 1s^{1/2}$ (6,4 MeV) und $2p^{1/2} \longrightarrow 1s^{1/2}$ (6,1 MeV) (vgl. Tabelle VI.10)
$L=L_{gesamt}$	Simulation des experimentellen Ergebnisses von Back et al. (Back 74) unter Verwendung der Drehimpulsverteilung nach Back et al. (Back 74) für die Reaktion (t,p) $\Theta_p = 90°$
$L=L^-$	Ergebnis der Simulation der Spaltwahrscheinlichkeit von ^{238}U unter Annahme reiner Dipolabsorption
0,5-1,0 MeV	Auswirkung der Erhöhung der äußeren Spaltbarriere E_b auf die Spaltwahrscheinlichkeit von ^{238}U unter Annahme reiner Dipolabsorption

Zusätzlich ist in Abbildung VI.5 das Ergebnis der Simulation des Müoneinflusses auf die Spaltwahrscheinlichkeit für reine Dipolabsorption dargestellt. Die aus der Simulation der hadroninduzierten Spaltwahrscheinlichkeit (Back 74) gewonnenen Barrierenparameter (vgl. Tabelle VI.5) werden dazu wie folgt verändert:

$$\Delta E_a = 0{,}1 \text{ MeV}$$

$$\Delta E_{II} = 0{,}3 \text{ MeV}$$

$$\Delta E_b = 0{,}5 - 1{,}0 \text{ MeV}$$

$$\Delta\hbar\omega_a = \Delta\hbar\omega_{II} = \Delta\hbar\omega_b = 0 \text{ MeV}$$

Die angenommene Abhängigkeit der Barrierenerhöhung ähnelt den Ergebnissen von Zaretski et al. (Zare 61). Aus dem Vergleich der berechneten Spaltwahrscheinlichkeit der strahlungslosen Übergänge $2p^{3/2} \rightarrow 1s^{1/2}$ und $2p^{1/2} \longrightarrow 1s^{1/2}$ (Gleichung VI.10) mit dem Ergebnis der Simulation des Müoneinflusses (ΔE_b=0,5 bis 1,0 MeV) (vgl. Abbildung VI.5) kann die tatsächliche Barrierenerhöhung durch das Müon abgelesen werden.

In der Tabelle VI.6 sind die Ergebnisse der Simulation für die beiden strahlungslosen Übergänge $2p \longrightarrow 1s$ zusammengestellt.

Tabelle VI.6 Einfluß des Müons auf die Spaltwahrscheinlichkeit der beiden strahlungslosen Übergänge $2p \longrightarrow 1s$ für ^{238}U (vgl. Abbildung VI.5)

ΔE_b(MeV)	$P_f 2p^{1/2}$	$P_f 2p^{3/2}$
0,4	0,080	0,035
0,5	0,044	0,020
0,6	0,022	0,010
0,7	0,0095	0,0045
0,8	0,0042	0,0020
0,9	0,0020	0,0008
1,0	0,0009	0,0004

Da Gleichung VI.10 eine Spaltwahrscheinlichkeit von 0,016±0,012 für beide strahlungslosen Übergänge vorhersagt, ergibt der Vergleich mit den Ergebnissen der Simulation (vgl. Tabelle VI.6) für den Übergang $2p^{1/2} \longrightarrow 1s^{1/2}$ eine Barrierenerhöhung ΔE_b von 0,5 bis 0,8 MeV und für den Übergang $2p^{3/2} \longrightarrow 1s^{1/2}$ eine Barrierenerhöhung ΔE_b von 0,4 bis 0,7 MeV.

Gleichzeitig sagt die Simulation eine um 50% unterschiedliche Spaltwahrscheinlichkeit für beide strahlungslosen Übergänge bei gleicher Barrierenerhöhung voraus. Diese Vorhersage ist im Widerspruch zum experimentellen Ergebnis von Johansson et al. (Joha 80), die etwa gleiche Spaltwahrscheinlichkeit für beide Übergänge finden.

Dieser Widerspruch zwischen Simulation und experimentellem Befund ist durch die unbefriedigende Beschreibung der experimentellen Daten von Back et al.(Back 74) durch die Simulation der Spaltwahrscheinlichkeit nach reiner Dipolabsorption zurückzuführen. So werden die experimentellen Daten durch die Simulation für reine Dipolabsorption ($L=1^-$) (vgl. Abbildung VI.5) bei 6,1 MeV um 60% überschätzt und bei 6,4 MeV um 50% unterschätzt. Zhuchko et al. (Zhuc 78) haben jedoch gezeigt, daß die Spaltwahrscheinlichkeit zwischen 6 und 6,5 MeV für Photospaltung mit dem Ergebnis von Back et al. übereinstimmt. Die unbefriedigende Beschreibung der Spaltwahrscheinlichkeit von ^{238}U durch die Simulation reiner Dipolabsorption ($L=1^-$) führt zur Verfälschung der Vorhersage des Müoneinflusses auf die Spaltwahrscheinlichkeit.

Das Ergebnis der Simulation des Müoneinflusses auf die Spaltwahrscheinlichkeit wird verbessert, in dem der Unterschied zwischen experimentellem Ergebnis (Back 74) und der Vorhersage der Simulation reiner Dipolabsorption durch Multiplikation für die beiden strahlungslosen Übergänge $2p^{3/1} \longrightarrow 1s^{1/2}$ und $2p^{1/2} \longrightarrow 1s^{1/2}$ korrigiert wird.

$$P_f(Ex=E_{(2p^{3/2} \longrightarrow 1s^{1/2})})_{Exp} = P_f 2p^{3/2}(L=1^-)_{KOR}$$

$$= P_f 2p^{3/2}(L=1^-) \times \frac{P_f(Ex=E_{(2p^{3/2} \longrightarrow 1s^{1/2})})_{Exp}}{P_f 2p^{3/2}(L=1^-)}$$

$$= P_f 2p^{3/2}(L=1^-) \times KOR3/2 \qquad \text{(Gleichung VI.14)}$$

$P_f(Ex=E_{(2p^{3/2} \longrightarrow 1s^{1/2})})_{Exp}$ = gemessene Spaltwahrscheinlichkeit für hadroninduzierte Spaltung

$P_f 2p^{3/2}(L=1^-)_{KOR}$ = korrigiertes Ergebnis der Simulation für reine Dipolabsorption ($L=1^-$)

$P_f 2p^{3/2}(L=1^-)$ = Ergebnis der Simulation für reine Dipolabsorption ($L=1^-$)

KOR3/2 = Korrekturfaktor für den strahlungslosen Übergang $2p^{3/2} \longrightarrow 1s^{1/2}$

Analog gilt für den strahlungslosen Übergang $2p^{1/2} \longrightarrow 1s^{1/2}$:

$$P_f(Ex=E_{(2p^{1/2} \longrightarrow 1s^{1/2})})_{Exp} = P_f 2p^{1/2}(L=1^-)_{KOR}$$

$$= P_f 2p^{1/2}(L=1^-) \times \frac{P_f(Ex=E_{(2p^{1/2} \longrightarrow 1s^{1/2})})_{Exp}}{P_f 2p^{1/2}(L=1^-)}$$

$$= P_f 2p^{1/2}(L=1^-) \times KOR1/2 \qquad \text{(Gleichung VI.15)}$$

KOR1/2 = Korrekturfaktor für den strahlungslosen Übergang $2p^{1/2} \longrightarrow 1s^{1/2}$

Für ^{238}U gilt daher:

$$P_f(6{,}4\ MeV)_{Exp} = 0{,}32 = P_f 2p^{3/2}(L=1^-)_{KOR}$$

$$= P_f 2p^{3/2}(L=1^-) \times KOR3/2$$

$$= 0{,}17 \times KOR3/2$$

$$KOR3/2 = 1{,}88$$

$$P_f(6{,}1\ MeV)_{Exp} = 0{,}35 = P_f 2p^{1/2}(L=1^-)_{KOR}$$

$$= P_f 2p^{1/2}(L=1^-) \times KOR1/2$$

$$= 0{,}56 \times KOR1/2$$

$$KOR1/2 = 0{,}63$$

Die Ergebnisse der Simulation des Müoneinflusses auf die Spaltwahrscheinlichkeit der strahlungslosen Übergänge $2p^{3/2} \longrightarrow 1s^{1/2}$

und $2p^{1/2} \longrightarrow 1s^{1/2}$ (vgl. Tabelle VI.6) werden mit Hilfe der oben bestimmten Korrekturfaktoren KOR1/2 und KOR3/2 korrigiert. Die korrigierten Ergebnisse der Simulation sind in Tabelle VI.7 zusammengefaßt.

Tabelle VI.7 Korrigierte Ergebnisse der Simulation des Müoneinflusses auf die Spaltwahrscheinlichkeit von ^{238}U

E_b (MeV)	$P_f 2p^{1/2}$	$P_f 2p^{3/2}$
0,4	0,050	0,066
0,5	0,028	0,038
0,6	0,014	0,019
0.7	0,0060	0,0085
0,8	0,0026	0,0038
0,9	0,0013	0,0015
1,0	0,0006	0,0008

Aus dem Vergleich der Ergebnisse der Tabelle VI.7 mit der nach Gleichung VI.10 berechneten Spaltwahrscheinlichkeit von $0,016 \pm 0,012$ ergibt sich eine Barrierenerhöhung ΔE_b von 0,5 bis 0,75 MeV für den strahlungslosen Übergang $2p^{1/2} \longrightarrow 1s^{1/2}$ und von 0,55 bis 0,8 MeV für den strahlungslosen Übergang $2p^{3/2} \longrightarrow 1s^{1/2}$. Durch die Korrektur hat sich der vorhergesagte Einfluß des Müons auf die Spaltbarriere nur geringfügig geändert.

Das Verhältnis der Spaltwahrscheinlichkeit der beiden strahlungslosen Übergänge $2p \longrightarrow 1s$ hat sich durch die Korrektur nahezu umgekehrt. Für den strahlungslosen Übergang $2p^{3/2} \longrightarrow 1s^{1/2}$ sagt die korrigierte Simulation eine um etwa 30% höhere Spaltwahrscheinlichkeit als für den strahlungslosen Übergang $2p^{1/2} \longrightarrow 1s^{1/2}$ voraus. Dieses Ergebnis ist im Rahmen der Fehler in Übereinstimmung mit der Messung von Johansson et al. (Joha 80).

Die berechnete Barrierenerhöhung von ΔE_b = 0,5 bis 0,8 MeV weicht stark von den Ergebnissen der Tabelle VI.4 (ΔE_b=0,75 bis 1,1 MeV) ab. Verwendet man zur Berechnung der Spaltwahrscheinlichkeit der strahlungslosen Übergänge $3d \longrightarrow 1s$ nach Gleichung VI.13 nicht die von Kupriyanov et al. (Kupr 80) vorgeschlagenen Parameter, sondern die in dieser Arbeit gefundenen Parameter, so stimmen die Vorher-

sagen beider Rechnungen gut miteinander überein.

Die Ergebnisse der Berechnung des Müoneinflusses auf die Spaltwahrscheinlichkeit des strahlungslosen Übergangs 3d $\longrightarrow$1s sind in Tabelle VI.8 zusammengestellt. Im Gegensatz zu den Ergebnissen in Tabelle VI.4 wurden für die Berechnungen die in dieser Arbeit gefundenen Barrierenparameter verwandt(vgl. Tabelle VI.5).

Tabelle VI.8 Berechnete Spaltwahrscheinlichkeit des strahlungslosen Übergangs 3d $\longrightarrow$1s für ^{238}U

ΔE_a (MeV)	ΔE_b (MeV)	P_f
0	0	0,19
0,1	0,5	0,09
0,1	0,6	0,07
0,1	0,7	0,06
0,1	0,8	0,05
0,1	0,9	0,04
0.1	1,0	0,03

Vergleicht man die in Gleichung VI.7 berechnete Spaltwahrscheinlichkeit von 0,05$\pm$0,02 mit den Ergebnissen aus Tabelle VI.8, so beträgt die Barrierenerhöhung 0,6 bis 1,0 MeV.

Faßt man dieses Ergebnis mit dem Ergebnis aus Tabelle VI.7 (ΔE_b= 0,5 bis 0,8 MeV) zusammen, beträgt die Barrierenerhöhung ΔE_b 0,6 bis 0,8 MeV. Der vorhergesagte Anteil der strahlungslosen Übergänge 2p $\longrightarrow$1s (P_{2p}) an der prompten Spaltung (P_p) ergibt sich wie folgt:

$$\frac{P_{2p}}{P_p} = \frac{P_{nr}(2p \longrightarrow 1s) \times Y \times P_f 2p^{3/2} + P_{nr}(2p \longrightarrow 1s) \times (1-Y) \times P_f 2p^{1/2}}{P_p}$$

(Gleichung VI.16)

P_p = $P_f 2p + 0{,}17 \times P_f 3d$ (vgl. Gleichung VI.6)

$P_{nr}(2p \longrightarrow 1s)$ Wahrscheinlichkeit für einen strahlungslosen Übergang 2p $\longrightarrow$1s (vgl. Tabelle VI.1)

Y	Anteil des Übergangs $2p^{3/2} \longrightarrow 1s^{1/2}$ an der Wahrscheinlichkeit für einen strahlungslosen Übergang pro Müonstop $P_{nr}(2p \longrightarrow 1s)$ (vgl. Gleichg. VI.6)
$P_{nr}(2p \longrightarrow 1s)$	$0,18 \pm 0,03$ (vgl. Tabelle VI.1)
Y	0,4
$P_f 2p^{3/2}$	0,0038 bis 0,019
$P_f 2p^{1/2}$	0,0026 bis 0,014 (vgl. Tabelle VI.7)
$P_f 3d$	0,05 bis 0,07 (vgl. Tabelle VI.8)
$\frac{P_{2p}}{P_p}$	$\frac{5,5\times10^{-4} \text{ bis } 2,9\times10^{-3}}{9,1\times10^{-3} \text{ bis } 1,5\times10^{-2}} = 0,06 \text{ bis } 0,19$

Der Anteil der strahlungslosen Übergänge $2p \longrightarrow 1s$ beträgt somit 6 bis 19 % verglichen mit dem experimentellen Ergebnis von $26 \pm 15\%$ von Johansson et al. (Joha 80).

Genauere Aussagen über die Erhöhung der Spaltbarriere durch das bei prompter Spaltung anwesende Müon könnten nur bei einer Wiederholung der Experimente von Johansson et al. (Joha 80 ,82) mit höherer statistischer Genauigkeit gemacht werden.

VI.4 Die prompte Spaltwahrscheinlichkeit von ^{232}Th, ^{237}Np, ^{242}Pu und ^{244}Pu

Bei der Untersuchung der Auswirkung des Müons auf die prompte Spaltwahrscheinlichkeit von ^{232}Th, ^{237}Np, ^{242}Pu und ^{244}Pu wird auf ähnliche Weise vorgegangen wie für ^{238}U.

1. Bestimmung der Barrierenparameter durch Simulation von hadroninduzierten Spaltwahrscheinlichkeiten
2. Simulation der Spaltwahrscheinlichkeit für reine Dipolabsorption
3. Korrektur der Abweichung zwischen dem Ergebnis der Simulation für reine Dipolabsorption und dem experimentellen Ergebnis aus hadroninduzierter Spaltung
4. Simulation des Müoneinflusses auf die Spaltwahrscheinlichkeit der Übergänge $2p^{3/2} \longrightarrow 1s^{1/2}$ und $2p^{1/2} \longrightarrow 1s^{1/2}$.
5. Simulation des Müoneinflusses auf die Spaltwahrscheinlichkeit des Übergangs $3d \longrightarrow 1s$ mit Hilfe der Gleichung VI.13.
6. Vorhersage der relativen Anteile der Übergänge $3d \longrightarrow 1s$ und $2p \longrightarrow 1s$ an der prompten Spaltung.

VI.4.1 Die prompte Spaltwahrscheinlichkeit von ^{237}Np

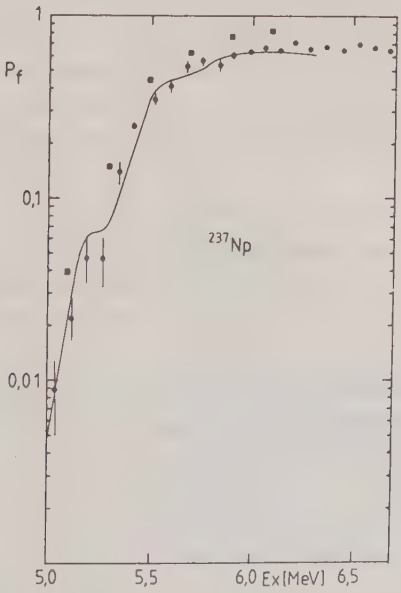
Für ^{237}Np konnte die genaueste Vorhersage mit Hilfe des Programms "FISALL" gemacht werden. Da ^{237}Np ein ug-Kern ist, entfällt hier das Problem unterschiedlicher Barrieren für Zustände positiver und negativer Parität.

So fanden Zhuchko et al.(Zhuc 78), daß die von Back et al.(Back 74) gemessene Spaltwahrscheinlichkeit bei hadroninduzierter Spaltung mit dem Ergebnis aus der Photospaltung im Anregungsenergiebereich von 5 bis 7 MeV übereinstimmt.

Im Gegensatz zu ^{238}U liegen beide strahlungslosen Übergänge 2p→1s unterhalb der Neutronenbindungsenergie (B_n=6,628MeV) und somit im Gültigkeitsbereich des Programms "FISALL". Dies erhöht die Genauigkeit der Vorhersage des Müoneinflusses auf die Spaltwahrscheinlichkeit von ^{237}Np gegenüber der Vorhersage für ^{238}U.

In der Abbildung VI.6 ist das Ergebnis der Simulation für ^{237}Np zusammen mit den experimentellen Ergebnissen von Back et al.(Back 74) dargestellt.

Tabelle VI.6 Ergebnis der Simulation der Spaltwahrscheinlichkeit von ^{237}Np



Legende: ^{236}U (^{3}He,df) (Gavr 76)

^{236}U (^{3}He,df) (Back 74)

—— Ergebnis der Simulation

Die durch die Simulation gewonnenen Barrierenparameter sind in der Tabelle VI.9 zusammengefaßt.

Tabelle VI.9 Barrierenparameter für ^{237}Np

E_a MeV	$\hbar\omega_a$ MeV	E_2 MeV	$\hbar\omega_{II}$ MeV	E_b MeV	$\hbar\omega_b$ MeV	E_{II} MeV	Referenz
5,70 ±0,30	0,8			5,50 ±0,30	0,55		Back 74
5,9	0,8			5,6	0,52		Gavr 76
5,8	0,80	2,45	0,50	5,50	0,55	2,70	diese Arbeit

Die gefundenen Barrierenparameter sind in guter Übereinstimmung mit den Ergebnissen von Back et al..In der Abbildung VI.7 wird das Ergebnis der Simulation für reine Dipolabsorption ($L = 1^-$) mit dem Ergebnis der Simulation aus der Abbildung VI.6 verglichen. Die Abweichungen zwischen den beiden Ergebnissen sind äußerst gering und betragen zwischen 5,5 und 6,5 MeV weniger als 20 %. Zusätzlich sind die unkorrigierten Ergebnisse der Simulation des Müoneinflusses auf die Spaltwahrscheinlichkeit eingetragen. Die angenommene Änderung der Barrierenparameter entspricht den bei ^{238}U verwendeten Werten (ΔE_a=0,1 MeV, ΔE_{II}=0,3 MeV und ΔE_b=0,5 bis 1,0 MeV).

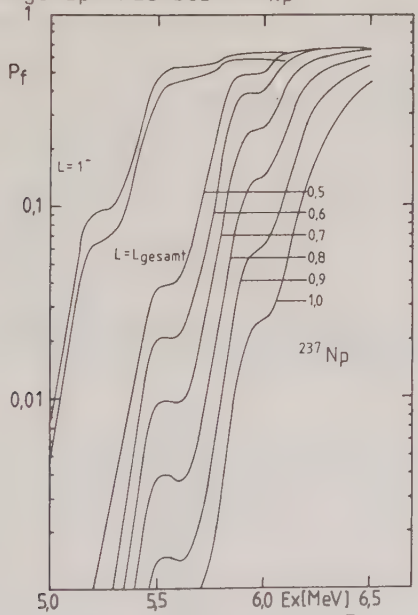
Die Abweichung zwischen dem Ergebnis der Simulation für reine Dipolabsorption ($L=1^-$) und dem experimentellen Ergebnis von Back et all.(Back 74) wird mit Hilfe von Gleichung VI.14 und VI.15 korrigiert. KOR3/2 beträgt nach Gleichung VI.14 0,96 und KOR1/2 nach Gleichung VI.15 1,02.

Die korrigierten Ergebnisse der Simulation der Spaltwahrscheinlichkeit der beiden strahlungslosen Übergänge 2 p $\longrightarrow$1s sind in der Tabelle VI.10 zusammengefaßt.

Tabelle VI.10 Korrigierte Ergebnisse der Simulation des Müoneinflusses auf die Spaltwahrscheinlichkeit der strahlungslosen Übergänge $2p \longrightarrow 1s$

ΔE_b (MeV)	$P_f 2p^{1/2}$	$P_f 2p^{3/2}$
0,5	0,67	0,66
0,6	0,62	0,65
0,7	0,55	0,64
0,8	0,42	0,60
0,9	0,27	0,54
1,0	0,13	0,48

Abbildung VI.7 Ergebnis der Simulation des Müoneinflusses auf die Spaltwahrscheinlichkeit der strahlungslosen Übergänge $2p \longrightarrow 1s$ für ^{237}Np



Legende:

L = 1^- Simulation der Spaltwahrscheinlichkeit für reine Dipolabsorption

L = $L_{ges.}$ Ergebnis der Simulation der experimentellen Ergebnisse von Back et al. (Back 74)

0,5 - 1,0MeV Auswirkung der Erhöhung der äußeren Spaltbarriere auf die Spaltwahrscheinlichkeit

Geht man für ^{237}Np von ähnlichen Barrierenerhöhungen aus wie bei ^{238}U ($\Delta E_b = 0,7 \pm 0,1$ MeV), so sagt die Simulationsrechnung nur eine geringe Reduktion der Spaltwahrscheinlichkeit voraus, da nach Erhöhung der äußeren Spaltbarriere die strahlungslosen Übergänge $2p \longrightarrow 1s$ dicht unterhalb bzw. weit oberhalb der Spaltbarriere liegen. Für ^{238}U liegen hingegen die beiden strahlungslosen Übergänge $2p \longrightarrow 1s$ schon vor der Barrierenerhöhung in der Nähe der Spaltbarriere.

Durch die Erhöhung der Spaltbarriere unter Einfluß des bei prompter Spaltung anwesenden Müons, liegen für ^{238}U - im Gegensatz zu ^{237}Np- beide strahlungslose Übergänge $2p \longrightarrow 1s$ weit unterhalb der Spaltbarriere. Dadurch ist der unterschiedliche Einfluß des Müons auf die prompte Spaltwahrscheinlichkeit für ^{238}U und ^{237}Np zu erklären. Für alle schweren Aktinidenkerne wird ein ähnlich geringer Einfluß des Müons auf die prompte Spaltwahrscheinlichkeit erwartet wie bei ^{237}Np, während ^{238}U typisch für alle leichten Aktinidenkerne bis Protaktinium sein sollte. Die leichten Uranisotope nehmen zwischen beiden Extremen eine Zwischenstellung ein.

In Tabelle VI.11 ist die nach der Gleichung VI.13 berechnete Spaltwahrscheinlichkeit des strahlungslosen Übergangs $3d \longrightarrow 1s$ für verschiedene Barrierenerhöhungen ($\Delta E_b = 0,5$ bis $1,0$ MeV) zusammengestellt. Dabei werden die in dieser Arbeit gefundenen Barrierenparameter verwandt.

Tabelle VI.11 Berechnete Spaltwahrscheinlichkeit des strahlungslosen Übergangs $3d \longrightarrow 1s$ von ^{237}Np

ΔE_b (MeV)	$P_f 3d$
0	0,69
0,5	0,53
0,6	0,49
0,7	0,45
0,8	0,41
0,9	0,37
1,0	0,33

Geht man für ^{237}Np von einer Barrierenerhöhung $\Delta E_b = 0,7 \pm 0,1$ MeV aus, so ergibt sich die prompte Spaltwahrscheinlichkeit und der Anteil der strahlungslosen Übergänge 2p $\longrightarrow$ 1s an der prompten Spaltung wie folgt:

$$P_p = 0,17 \times P_f 3d + Y \times P_{nr}(2p \longrightarrow 1s) \times P_f 2p^{3/2} + (1-Y) \times P_{nr}(2p \longrightarrow 1s) \times P_f 2p^{1/2}$$ (vgl. Gleichung VI.6)

Y	0,5	(Acha 85)
$P_{nr}(2p \longrightarrow 1s)$	$0,12 \pm 0,02$	(Acha 85, vgl. Tabelle VI.1)
$P_f 3d$	0,41 bis 0,49	(vgl. Tabelle VI.11)
$P_f 2p^{3/2}$	0,60 bis 0,65	(vgl. Tabelle VI.10)
$P_f 2p^{1/2}$	0,42 bis 0,62	Daraus folgt für P_p:
P_p	= (0,07 bis 0,08) + (0,05 bis 0,09)	
P_p	= 0,12 bis 0,17	
$\frac{P_{2p}}{P_p}$	= 0,42 bis 0,53	(vgl. Gleichung VI.16)

Der oben gefundene Wert von 0,12 bis 0,17 liegt oberhalb der Fehlergrenze des aus der berechneten verzögerten Spaltung berechneten Wertes von $0,10 \pm 0,02$ (vgl. Tabelle V.10). Im Gegensatz zu ^{238}U sagen die Berechnungen einen erheblichen Anteil der strahlungslosen Übergänge 2p $\longrightarrow$ 1s an der prompten Spaltung voraus.

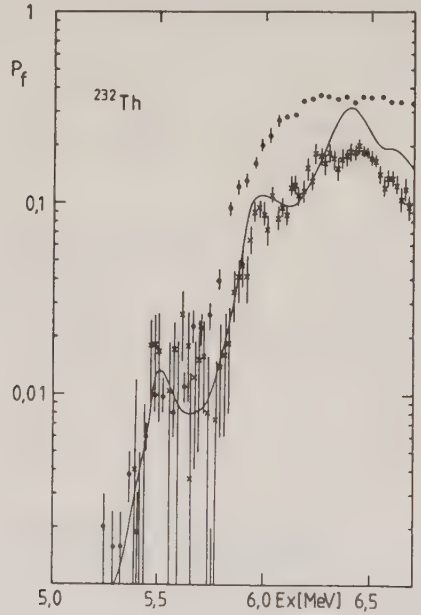
VI.4.2 Die prompte Spaltung von ^{232}Th

Die Vorhersage der prompten Spaltwahrscheinlichkeit für ^{232}Th ist die schwierigste aller in dieser Arbeit durchgeführten Untersuchungen.

Für ^{232}Th liegen sich widersprechende experimentelle Daten vor (vgl. Abbildung VI.8). Zur Bestimmung der Spaltbarrierenparameter wurde die Simulation an die experimentellen Ergebnisse von Janszen et al. (Jans 82) angepaßt (vgl. Abbildung VI.8)

In Tabelle VI.12 werden die aus der Simulation gewonnenen Spaltbarrierenparameter mit Ergebnissen aus der Literatur verglichen.

Abbildung VI.8 Ergebnis der Simulation der Spaltwahrscheinlichkeit von ^{232}Th



Legende: $^{230}Th(t,pf)$ (Back 74)
$^{232}Th(p,p'f)$ (Jans 82)
Ergebnis der Simulation

Tabelle VI.12 Barrierenparameter für ^{232}Th

E_a MeV	$\hbar\omega_a$ MeV	E_2 MeV	$\hbar\omega_{II}$ MeV	E_b MeV	$\hbar\omega_b$ MeV	E_{II} MeV	Referenz
				6,15 ±0,20	0,50 ±0,10		Back 74
5,80	0,90	3,0	1,50	6,75	1,20		0^+ } Jans 82
6,75	0,90	3,0	1,50	6,75	1,20		0^- } Jans 82
5,7	0,90	3,0	1,50	6,6	1,20		0^+ } Plic 81
6,7	0,90	3,0	1,35	6,6	1,20		0^- } Plic 81
6,0	0,90	2,75	0,50	6,95	0,95	3,00	diese Arbeit

Die in dieser Arbeit gefundenen Barrierenparameter weichen erheblich von den Ergebnissen in der Literatur ab. Ein Grund für diese unterschiedlichen Barrierenparameter liegt in der Annahme verschiedener Barrierenhöhen für Zustände positiver und negativer Parität (Plic 80, Jans 82).

In Abbildung VI.9 ist das Ergebnis der Simulation der experimentellen Daten zusammen mit der Simulation für reine Dipolabsorption ($L=1^-$) dargestellt.

Die Abweichungen zwischen beiden Simulationen beträgt zwischen 6 und 6,5 MeV Anregungsenergie bis zu 40%. Zusätzlich sind in Abbildung VI.9 die unkorrigierten Ergebnisse der Simulation des Müoneinflusses auf die Spaltwahrscheinlichkeit eingetragen. Die angenommenen Änderungen der Spaltbarrierenparameter entsprechen den für ^{238}U gefundenen Werten (ΔE_a=0,1 MeV, ΔE_{II}=0,3 MeV und ΔE_b=0,5 bis 1,0 MeV).

Die Abweichung zwischen den experimentellen Ergebnissen von Janszen et al. (Jans 82) und der Simulation reiner Dipolabsorption wird mit Hilfe der Gleichung VI.14 und VI.15 korrigiert. Nach Gleichung VI.14 beträgt KOR3/2 1,18 und KOR1/2 1,85.

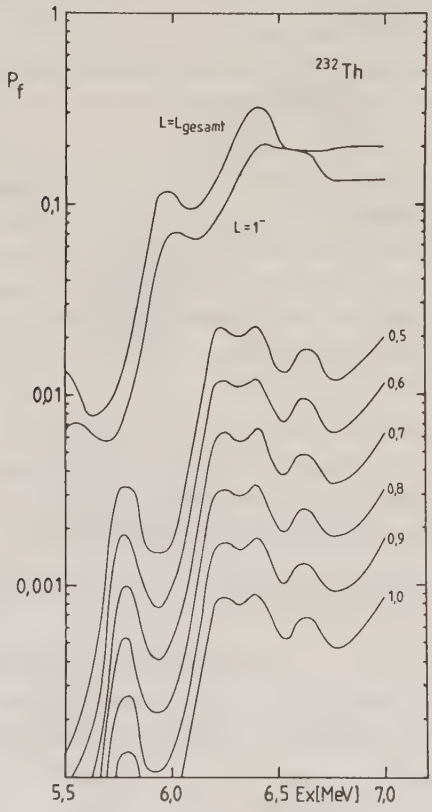
Die korrigierten Ergebnisse der Simulation sind in Tabelle VI.13 zusammengefaßt.

Tabelle VI.13 Korrigierte Ergebnisse der Simulation des Müoneinflusses auf die Spaltwahrscheinlichkeit der strahlungslosen Übergänge 2p $\rightarrow$1s für ^{232}Th

ΔE_b (MeV)	$P_f 2p^{1/2}$	$P_f 2p^{3/2}$
0,5	0,014	0,02
0,6	0,008	0,011
0,7	0,004	0,006
0,8	0,002	0,003
0,9	0,0011	0,0016
1,0	0,0006	0,0008

Ähnlich wie für ^{238}U sagt die Simulation eine starke Reduktion der Spaltwahrscheinlichkeit durch das bei prompter Spaltung anwesende

Abbildung VI.9 Ergebnis der Simulation des Müoneinflusses auf die Spaltwahrscheinlichkeit der strahlungslosen Übergänge 2p⟶1s



Legende: L = 1^- Simulation der Spaltwahrscheinlichkeit für die reine Dipolabsorption

L = $L_{ges.}$ Ergebnis der Simulation der experimentellen Ergebnisse von Janszen et al.(Jans 82)

0,5-1(MeV) Auswirkung der Erhöhung der äußeren Spaltbarriere auf die Spaltwahrscheinlichkeit

Müon voraus. In Tabelle VI.14 ist die nach Gleichung VI.13 berechnete Spaltwahrscheinlichkeit des strahlungslosen Übergangs 3d $\longrightarrow$1s für verschiedene Barrierenerhöhungen (ΔE_b=0,5 bis 1,0 MeV) zusammengestellt. Die dabei verwendeten Barrierenparameter entsprechen den in dieser Arbeit gefundenen Werten (vgl. Tabelle VI.12).

Tabelle VI.14 Berechnete Spaltwahrscheinlichkeit des strahlungslosen Übergangs 3d $\longrightarrow$1s für ^{232}Th

ΔE_b (MeV)	P_f3d
0	0,09
0,5	0,037
0,6	0,030
0,7	0,025
0,8	0,021
0,9	0,017
1,0	0,013

Geht man für ^{232}Th von einer Barrierenerhöhung ΔE_b=0,7$\pm$0,1 MeV aus, so ergibt sich die prompte Spaltwahrscheinlichkeit pro Müonstop und der relative Anteil der strahlungslosen Übergänge 2p$\longrightarrow$1s an der prompten Spaltung wie folgt:

$$P_p = 0{,}17 \times P_f3d + Y \times P_{nr}(2p \longrightarrow 1s) \times P_f2p^{3/2} + (1-Y) \times P_{nr}(2p \longrightarrow 1s) \times P_f2p^{1/2}$$

(vgl.Gleichung VI.6)

$Y = 0{,}4$ (Clos 78)

$P_{nr}(2p \longrightarrow 1s) = 0{,}12 \pm 0{,}06$ (vgl.Tabelle VI.1)

$P_f3d = 0{,}021$ bis $0{,}030$ (vgl.Tabelle VI.14)

$P_f2p^{3/2} = 0{,}003$ bis $0{,}011$ (vgl.Tabelle VI.13)

$P_f2p^{1/2} = 0{,}002$ bis $0{,}008$ Damit beträgt P_p:

$$P_p = (3{,}5\times10^{-3} \text{ bis } 5{,}1\times10^{-3}) + (1{,}4\times10^{-4} \text{ bis } 1{,}7\times10^{-3})$$
$$= 3{,}6\times10^{-3} \text{ bis } 6{,}8\times10^{-3}$$

$$\frac{P_{2p}}{P_p} = 0{,}04 \text{ bis } 0{,}25$$ (vgl.Gleichung VI.16)

Die so berechnete prompte Spaltwahrscheinlichkeit P_p liegt oberhalb der Fehlergrenze des aus der verzögerten Spaltung berechneten Wertes von 0,002±0,001 (vgl. Tabelle V.10). Ähnlich wie bei ^{238}U tragen die beiden strahlungslosen Übergänge 2p⟶1s nur wenig zur prompten Spaltung bei.

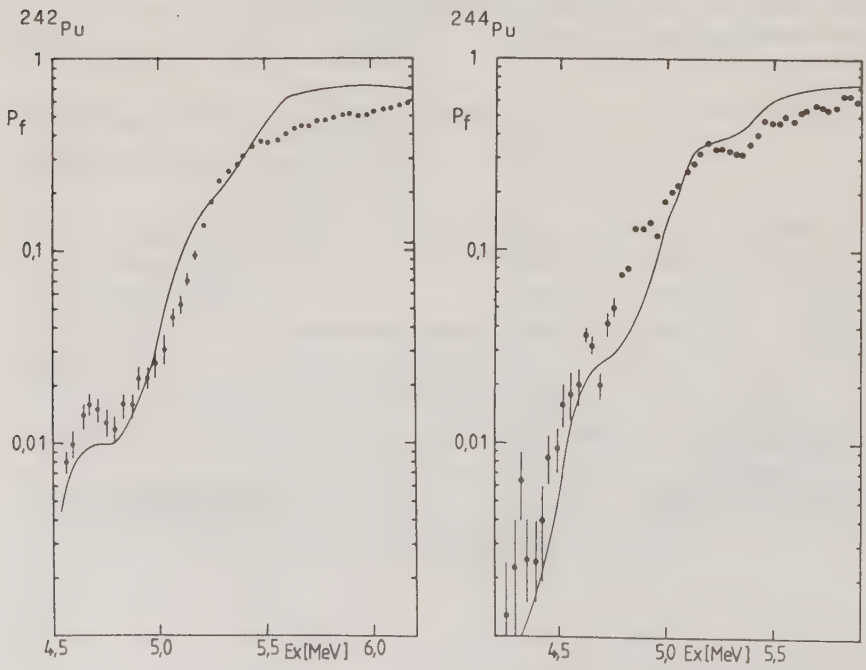
VI.4.3 Die prompte Spaltwahrscheinlichkeit von ^{242}Pu und ^{244}Pu

Für die beiden Nuklide liegen die Energien der Übergänge 2p⟶1s weit oberhalb der Spaltbarriere. Man erwartet daher nur einen geringen Einfluß des Müons auf die Spaltwahrscheinlichkeit.

In den Abbildungen VI.10 und VI.11 sind die Ergebnisse der Simulation der gemessenen Spaltwahrscheinlichkeiten für ^{242}Pu und ^{244}Pu dargestellt.

Abbildung VI.10 und VI.11

Vergleich der gemessenen Spaltwahrscheinlichkeit von ^{242}Pu und ^{244}Pu mit den Ergebnissen der Simulationsrechnungen



Legende:

^{240}Pu(t,pf) (Back 74) — Ergebnis der Simulation

^{242}Pu(t,pf)(Back 74) — Ergebnis der Simulation

In den Tabellen VI.15 und VI.16 werden die aus der Simulation gewonnenen Spaltbarrierenparameter mit Ergebnissen aus der Literatur verglichen.

Tabelle VI.15 Barrierenparameter für ^{242}Pu

E_a MeV	$\hbar\omega_a$ MeV	E_2 MeV	$\hbar\omega_{II}$ MeV	E_b MeV	$\hbar\omega_b$ MeV	E_{II} MeV	Referenz
5,60	1,25			5,05	0,42		Cram 70
5,60 ±0,20	0,82 ±0,10			5,63 ±0,20	0,59 ±0,10		Back 74
5,7	1,00	2,25	0,52	5,65	0,80	2,51	diese Arbeit

Tabelle VI.16 Barrierenparameter für ^{244}Pu

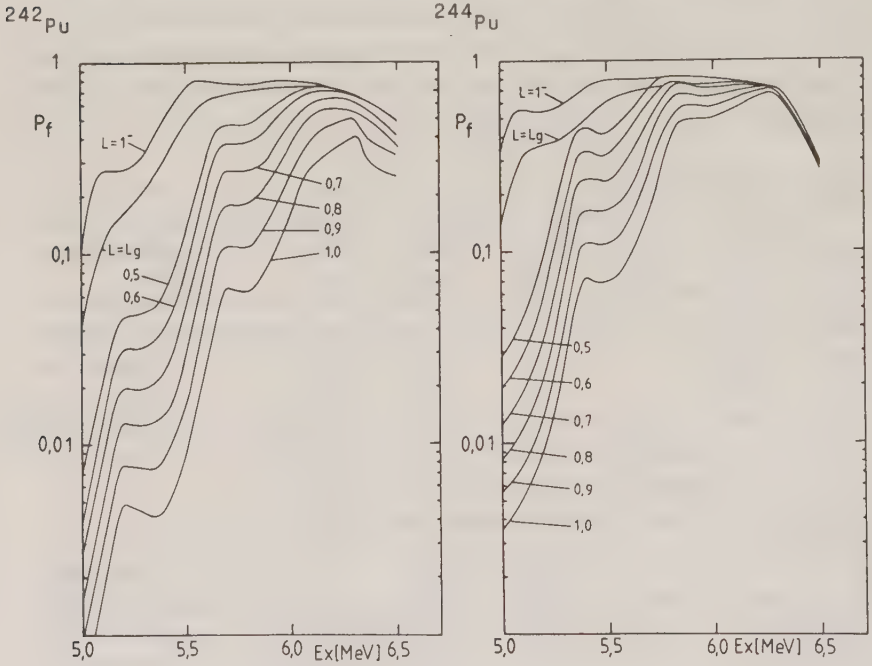
E_a MeV	$\hbar\omega_a$ MeV	E_2 MeV	$\hbar\omega_{II}$ MeV	E_b MeV	$\hbar\omega_b$ MeV	E_{II} MeV	Referenz
<5,6				5,35 ±0,20	0,57 ±0,10		Back 74
5,4	1,04			5,0	0,6		Bjør 80
5,8	1,00	2,25	0,52	5,30	0,80	2,51	diese Arbeit

Die in dieser Arbeit gefundenen Barrierenparameter stimmen für ^{242}Pu gut mit den Ergebnissen von Back et al.(Back 74) überein, wohingegen für ^{244}Pu größere Abweichungen zu den in der Literatur veröffentlichten Ergebnissen festzustellen sind.

In den Abbildungen VI.12 und VI.13 sind die Ergebnisse der Simulation der experimentellen Daten zusammen mit den Simulationen für reine Dipolabsorption ($L=1^-$) dargestellt.

Abbildung VI.12 und VI.13

Ergebnis der Simulation des Müoneinflusses auf die Spaltwahrscheinlichkeit von ^{242}Pu und ^{244}Pu



Legende: $L = L_{ges.}$ Simulation der von Back et al. gemessenen Spaltwahrscheinlichkeit (Back 74)

$L = L^{-}$ Simulation der Spaltwahrscheinlichkeit für reine Dipolabsorption

0,5-1,0 MeV Simulation der Auswirkung der Erhöhung der äußeren Spaltbarriere auf die Spaltwahrscheinlichkeit

Die Abweichungen zwischen den experimentellen Ergebnissen von Back et al.(Back 74) und den Simulationen reiner Dipolabsorption werden mit Hilfe von Gleichung VI.14 und VI.15 korrigiert. Für ^{242}Pu ergeben sich Korrekturfaktoren von:

KOR3/2 = 0,74 und KOR1/2 = 1,38

für ^{244}Pu gilt:

Kor3/2 = 0,81 und KOR1/2 = 1,55

In den Abbildungen VI.12 und VI.13 sind zusätzlich die unkorrigierten Ergebnisse der Simulation des Müoneinflusses auf die Spaltwahrscheinlichkeit von ^{242}Pu und ^{244}Pu eingetragen. Die dabei angenommenen Änderungen der Spaltbarrieren entsprechen den für ^{238}U gefundenen Werten (ΔE_a=0,1 MeV, ΔE_{II}=0,3 MeV und ΔE_b=0,5 bis 1,0 MeV).

Die korrigierten Ergebnisse der Simulation des Müoneinflusses auf die Spaltwahrscheinlichkeit sind in den Tabellen VI.17 und VI.18 zusammengestellt.

Tabelle VI.17 Korrigiertes Ergebnis der Simulation des Müoneinflusses auf die Spaltwahrscheinlichkeit der strahlungslosen Übergänge 2p ⟶ 1s von ^{242}Pu

ΔE_b (MeV)	$P_f 2p^{3/2}$	$P_f 2p^{1/2}$
0,5	0,55	0,58
0,6	0,52	0,57
0,7	0,48	0,54
0,8	0,42	0,50
0,9	0,35	0,42
1,0	0,27	0,35

Tabelle VI.18 Korrigiertes Ergebnis der Simulation des Müoneinflusses auf die Spaltwahrscheinlichkeit der strahlungslosen Übergänge 2p ⟶ 1s von ^{244}Pu

ΔE_b (MeV)	$P_f 2p^{3/2}$	$P_f 2p^{1/2}$
0,5	0,6	0,43
0,6	0,6	0,43
0,7	0,6	0,43
0,8	0,58	0,43
0,9	0,55	0,42
1,0	0,48	0,37

Ähnlich wie für ^{237}Np sagen die Simulationen einen geringen Einfluß des Müons auf die Spaltwahrscheinlichkeit von ^{242}Pu und ^{244}Pu voraus.

In den Tabellen VI.19 und VI.20 sind die nach Gleichung VI.13 berechneten Spaltwahrscheinlichkeiten des strahlungslosen Übergangs 3d⟶1s für verschiedene Barrierenerhöhungen (ΔE_b=0,5 bis 1,0 MeV) zusammengestellt. Die dabei verwendeten Barrierenparameter entsprechen den in dieser Arbeit gefundenen Werten (vgl.Tabelle VI.15 und VI.16).

Tabelle VI.19 Berechnete Spaltwahrscheinlichkeit für den strahlungslosen Übergang 3d⟶1s von ^{242}Pu

ΔE_b(MeV)	P_f3d
0	0,48
0,5	0,30
0,6	0,26
0,7	0,23
0,8	0,20
0,9	0,17
1,0	0,15

Tabelle VI.20 Berechnete Spaltwahrscheinlichkeit für den strahlungslosen Übergang 3d⟶1s von ^{244}Pu

ΔE_b(MeV)	P_f3d
0	0,44
0,5	0,29
0,6	0,27
0,7	0,24
0,8	0,21
0,9	0,19
1,0	0,17

Geht man von einer Barrierenerhöhung ΔE_b=0,7±0,1 MeV aus, so ergibt sich die prompte Spaltwahrscheinlichkeit und der Anteil der strahlungslosen Übergänge 2p⟶1s an der prompten Spaltung für ^{242}Pu bzw. ^{244}Pu wie folgt:

$$P_p = 0{,}17 \times P_f 3d + Y \times P_{nr}(2p \longrightarrow 1s) \times P_f 2p^{3/2} + (1-Y) \times P_{nr}(2p \longrightarrow 1s) \times P_f 2p^{1/2}$$

(vgl.Gleichung VI.6)

$$Y = 0{,}5$$

$$P_{nr}(2p \longrightarrow 1s) = 0{,}17 \qquad \text{(vgl.Tabelle VI.2)}$$

Für ^{242}Pu ergibt sich:

$$P_f 3d = 0{,}20 \text{ bis } 0{,}26 \qquad \text{(vgl.Tabelle VI.19)}$$

$$P_f 2p^{1/2} = 0{,}50 \text{ bis } 0{,}57 \qquad \text{(vgl.Tabelle VI.17)}$$

$$P_f 2p^{3/2} = 0{,}42 \text{ bis } 0{,}52$$

Daraus ergibt sich für P_p:

$$P_p = (0{,}034 \text{ bis } 0{,}044) + (0{,}078 \text{ bis } 0{,}093)$$

$$P_p = 0{,}11 \text{ bis } 0{,}13$$

$$\frac{P_{2p}}{P_p} = 0{,}68 \text{ bis } 0{,}70$$

Für ^{244}Pu gilt:

$$P_f 3d = 0{,}21 \text{ bis } 0{,}27 \qquad \text{(vgl.Tabelle VI.20)}$$

$$P_f 2p^{1/2} = 0{,}43 \qquad \text{(vgl.Tabelle VI.18)}$$

$$P_f 2p^{3/2} = 0{,}58 \text{ bis } 0{,}60$$

Danach gilt für P_p:

$$P_p = (0{,}036 \text{ bis } 0{,}046) + (0{,}070 \text{ bis } 0{,}088)$$

$$P_p = 0{,}11 \text{ bis } 0{,}13$$

$$\frac{P_{2p}}{P_p} = 0{,}66$$

Für beide Nuklide liegt die berechnete prompte Spaltwahrscheinlichkeit pro Müonstop oberhalb der Fehlergrenze der aus der verzögerten Spaltwahrscheinlichkeit berechneten prompten Spaltwahrscheinlichkeit P_p für ^{242}Pu von $0{,}086 \pm 0{,}017$ und von $0{,}095 \pm 0{,}019$ für ^{244}Pu (vgl.Tabelle V.10). Wie für Neptunium sagen die Simulationen einen dominanten Anteil der strahlungslosen Übergänge $2p \longrightarrow 1s$ an der prompten Spaltung voraus.

Der von Johansson et al. (Joha 80) gefundene dominante Anteil des strahlungslosen Übergangs $3d \longrightarrow 1s$ an der prompten Spaltung ist typisch für leichte Aktiniden wie Thorium und Uran. Für alle schweren Aktiniden tragen hingegen die strahlungslosen Übergänge $2p \rightarrow 1s$ wesentlich zur prompten Spaltung bei. Darüber hinaus zeigen die

Simulationen für ^{232}Th und ^{238}U, daß die Spaltwahrscheinlichkeit der strahlungslosen Übergänge 2p $\longrightarrow$1s sehr stark durch die Barrierenerhöhung beeinflußt wird. Die leichten Aktiniden sind daher gut geeignet, durch eine genaue Messung der Spaltwahrscheinlichkeit der strahlungslosen Übergänge 2p $\longrightarrow$1s den Einfluß des Müons auf die Spaltbarriere zu bestimmen.

Kapitel VII. Spaltisomere

VII.1 Änderung der Eigenschaften des Formisomers von ^{238}U

Nachdem im letzten Kapitel der Einfluß des Müons auf die prompte Spaltwahrscheinlichkeit diskutiert wurde, soll in diesem Kapitel der Einfluß des Müons auf die Eigenschaften des Formisomers untersucht werden.

Dabei wird vor allem untersucht, ob die von verschiedenen Autoren für ^{238}U und die in dieser Arbeit für ^{237}Np, ^{242}Pu und ^{244}Pu gefundenen verzögerten Komponenten durch den Zerfall bekannter Formisomere erklärt werden können.

Im folgenden werden grundsätzlich die in Kapitel VI gefundenen Änderungen der Spaltbarriere durch das Müon verwandt: $\Delta E_a = 0{,}1$ MeV, $\Delta E_{II} = 0{,}3$ MeV, $\Delta E_b = 0{,}7 \pm 0{,}1$ MeV; $\Delta\hbar\omega_a = \Delta\hbar\omega_{II} = \Delta\hbar\omega_b = 0$ MeV.

Da die Anregungsenergie des isomeren Zustandes (E_{II}) (vgl. Abbildung VI.3) durch das Müon stärker angehoben wird als das Maximum der inneren Barriere, wird der Gammarückzerfall des Isomers verstärkt. Umgekehrt wird durch die stärkere Erhöhung der äußeren Barriere die Spaltwahrscheinlichkeit des Isomers reduziert. In Tabelle VII.1 sind die bekannten Eigenschaften des Formisomers von ^{238}U zusammengestellt.

Tabelle VII.1 Eigenschaften des Formisomers von ^{238}U

		Referenz
Anregungsenergie E_{II} (MeV)	2,558	Kant 84
Lebensdauer τ_i (ns)	280 ± 40	Wolf 70
Verzweigungs-	50:1	Russ 75
verhältnis $\Lambda_{i\gamma}/\Lambda_{if}$	20:1	Kant 84
Lebensdauer $\tau_{i\gamma}$ (ns)	295 ± 55	
Lebensdauer τ_{if} (ns)	6200 ± 1200	Kant 84
Anregungsverhältnis isomerer Zustand zu Grundzustand $\sigma_i / \sigma_{g.s.}$	2×10^{-4} bis 12×10^{-4}	Kant 84
Trägheitsmoment $\frac{2\Theta}{\hbar^2}$ (MeV^{-1})	300	Meta 80
Quadrupolmoment (b)	29 ± 3	Meta 80
Achsenverhältnis c/a	$1{,}8 \pm 0{,}1$	Meta 80

Eine quantitative Aussage über den Einfluß des Müons auf die Zerfallseigenschaften des Formisomers sind hingegen schwierig. So hängt die Berechnung der Lebensdauer des Gammarückzerfalls ($\tau_{i\gamma}$) und des Zerfalls durch Spaltung (τ_{if}) von den verwendeten Berechnungsformeln als auch von den Barrierenparametern ab. In der Literatur sind verschiedene Gleichungen zur Berechnung der isomeren Lebensdauer angegeben (Nix 69, Back 74 , Mign 77, Meta 75, Bhan 80). In dieser Arbeit werden die Formeln von Nix et al. (Nix 69) verwendet.

$$\tau_{if} = 4{,}54 \times 10^{-21} \times \exp\left(2\pi\,(E_b - E_{II})\,/\hbar\omega_b\right)\ (s) \qquad \text{(Gleichung VII.1)}$$

$$\tau_{i\gamma} = 1{,}44 \times 10^{-14} \times \exp\left(2\pi\,(E_a - E_{II})\,/\hbar\omega_a\right)\ (s) \qquad \text{(Gleichung VII.2)}$$

Alle Autoren, die die Lebensdauern $\tau_{i\gamma}$ und τ_{if} aus der Tunnelwahrscheinlichkeit durch eine parabelförmige Barriere berechnen (Nix 69, Back 74, Mign 77, Bhan 80) erhalten ähnliche Formeln wie Nix et al.

In der Tabelle VII.2 werden die nach den Gleichungen VII.1 und VII.2 berechneten Lebensdauern $\tau_{i\gamma}$ und τ_{if} mit den experimentellen Daten verglichen.

Tabelle VII.2 Vergleich der berechneten Lebensdauern $\tau_{i\gamma}$ und τ_{if} des Formisomers für verschiedene Barrierenparametersätze.

E_a (MeV)	$\hbar\omega_a$ (MeV)	E_{II} (MeV)	E_b (MeV)	$\hbar\omega_b$ (MeV)	τ_{if} (ns)	$\tau_{i\gamma}$ (ns)	τ_i (ns)	Referenz
5,9	1,00	2,56	6,12	0,62	$2{,}1\times10^4$	$1{,}9\times10^4$	$1{,}0\times10^4$	From77
5,9	1,18	2,56	6,12	0,63	$2{,}1\times10^4$	760	760	Russ75
5,6	1,77	2,56	6,35	0,74	430	0,7	0,7	Bhan80
5,55	1,60	2,56	6,35	0,74	430	1,8	1,8	diese Arbeit
Experiment					6200 $\pm$1200	295 $\pm$55	280 $\pm$40	Wolf70 Kant84

Die nach den Gleichungen VII.1 und VII.2 berechneten Lebensdauern $\tau_{i\gamma}$ und τ_{if} weichen erheblich von den experimentellen Ergebnissen ab. Diese Abweichungen sind möglicherweise auf falsche Konstanten in den Gleichungen VII.1 und VII.2 zurückzuführen. Pauli und Ledergerber (Paul 74) konnten andererseits zeigen, daß ein erheblicher Unterschied zwischen dynamischen und statischen Barrieren möglich ist. Unter statischen Barrieren versteht man die Barrieren, durch die ein Kern bei spontaner bzw. isomerer Spaltung tunnelt.

Bei induzierter Spaltung tunnelt der Kern hingegen durch die dynamische Barriere. Da aber alle in der Tabelle VII.2 verwendeten Barrierenparameter aus induzierter Spaltung bestimmt worden sind und somit dynamische Barrieren beschreiben, werden die großen Abweichungen zwischen berechneten und experimentell bestimmten Lebensdauern verständlich.

Im folgenden wird darauf verzichtet, absolute Werte für die Lebensdauern $\tau_{i\gamma}$ und τ_{if} mit Hilfe von Gleichung VII.1 und VII.2 zu berechnen. Zur Berechnung des Einflusses des Müons auf die Eigenschaften bekannter Formisomere werden die bekannten Lebensdauern $\tau_{i\gamma}$ und τ_{if} mit einem Faktor multipliziert, der den Einfluß des Müons nach Gleichung VII.1 und VII.2 berücksichtigt.

$$\tau_{if\mu} = \frac{\tau'_{if\mu}}{\tau'_{if}} \times \tau_{if} \qquad \text{(Gleichung VII.3)}$$

τ_{if} gemessene Lebensdauer des Isomers bei Zerfall in den Spaltkanal

$\tau_{if\mu}$ berechnete Lebensdauer des Isomers bei Zerfall in den Spaltkanal unter Müoneinfluß

τ'_{if} Lebensdauer des Isomers bei Zerfall in den Spaltkanal (Berechnet nach Gleichung VII.1)

$\tau'_{if\mu}$ Lebensdauer des Isomers bei Zerfall in den Spaltkanal unter Müoneinfluß (Berechnet nach Gleichung VII.1)

$$\tau_{i\gamma\mu} = \frac{\tau'_{i\gamma\mu}}{\tau'_{i\gamma}} \times \tau_{i\gamma} \qquad \text{(Gleichung VII.4)}$$

$\tau_{i\gamma}$ gemessene Lebensdauer des Isomers bei Zerfall durch Gammaemission

$\tau_{i\gamma\mu}$ Berechnete Lebensdauer des Isomers bei Zerfall durch Gammaemission unter Müoneinfluß

$\tau'_{i\gamma}$ Lebensdauer des Isomers bei Zerfall durch Gammaemission (Berechnet nach der Gleichung VII.2)

$\tau'_{i\gamma\mu}$ Lebensdauer des Isomers bei Zerfall durch Gammaemission unter Müoneinfluß (Berechnet nach der Gleichung VII.2)

In Tabelle VII.3 sind die berechneten relativen Änderungen der Lebensdauern $\tau'_{if\mu}/\tau'_{if}$ und $\tau'_{i\gamma\mu}/\tau'_{i\gamma}$ für verschiedene Barrierenparametersätze zusammengestellt.

Tabelle VII.3 Relative Änderungen der Lebensdauer τ_{if} und $\tau_{i\gamma}$ unter Einfluß des Müons.

$\tau'_{if\mu}/\tau'_{if}$	$\tau'_{i\gamma\mu}/\tau'_{i\gamma}$	Barrierenparameter
59	0,28	From 77
53	0,34	Russ 75
30	0,43	Bhan 80
30	0,43	diese Arbeit

Trotz der erheblichen Unterschiede der berechneten absoluten Werte für die Lebensdauern $\tau_{i\gamma}$ und τ_{if} (vgl.Tabelle VII.2) sind die Vorhersagen der relativen Änderung der Lebensdauern durch das Müon in guter Übereinstimmung.

Für ^{238}U ergeben sich nach den Gleichungen VII.3 und VII.4 folgende Zerfallseigenschaften des Isomers unter Müoneinfluß:

$\tau_{if\mu}$ = (30 bis 59) x τ_{if} (vgl.Gleichung VII.3 und Tabelle VII.3)

τ_{if} = 6200±1200 ns (vgl.Tabelle VII.1)

$\tau_{if\mu}$ = 1,5 x 10^5 bis 4,4 x 10^5 ns

$\tau_{i\gamma\mu}$ = (0,28 bis 0,43) x $\tau_{i\gamma}$ (vgl.Gleichung VII.4 und Tabelle VII.3)

$\tau_{i\gamma}$ = 295±55 ns (vgl.Tabelle VII.1)

$\tau_{i\gamma\mu}$ = 67 bis 151 ns

Für die Berechnung der Gesamtlebensdauer des Formisomers muß neben dem Zerfall durch Spaltung und dem Zerfall durch Gammaemission auch der Zerfall durch Müonabsorption berücksichtigt werden.

$$\frac{1}{\tau_{i\mu}} = \frac{1}{\tau_{i\mu f}} + \frac{1}{\tau_{i\mu}} + \frac{1}{\tau_{ic}} \qquad \text{(Gleichung VII.5)}$$

τ_{ic} = Lebensdauer des Müons bei Müonabsorption aus dem 1s-Orbital des isomeren Zustandes

Wegen der starken Deformation des isomeren Zustandes ist der Überlapp zwischen Kernwellenfunktion und der Müonwellenfunktion größer als zwischen Kern im Grundzustand und Müonwellenfunktion(vgl.Abb.IV.1). Nach Gleichung V.7 folgt,daß die Müoneinfangrate am isomeren Zustand Λ_{ic} gegenüber dem Einfang am Kern im Grundzustand Λ_c deutlich erhöht ist. Wegen mangelnder experimenteller Daten über die Müoneinfangrate am Kern im isomeren Zustand Λ_{ic} werden in dieser Arbeit die Müoneinfangraten am Kern im Grundzustand Λ_c verwandt (vgl. die Tabellen IV.14 bis IV.21).

Nach der Gleichung VII.5 beträgt die Gesamtlebensdauer des isomeren Zustands von ^{238}U:

$$\frac{1}{\tau_{i\mu}} = \frac{1}{(1{,}5\text{x}10^5 \text{ bis } 4{,}4\text{x}10^5)\text{ns}} + \frac{1}{(67 \text{ bis } 151)\text{ns}} + \frac{1}{78{,}6\pm0{,}6 \text{ ns}}$$

(vgl. Gleichung VII.5)

$\tau_{i\mu}$ = 36 bis 52 ns

In der Literatur werden in zwei Veröffentlichungen von der Entdeckung des müonischen Formisomers bei ^{238}U berichtet. Fromm et al. (From 77) finden Hinweise auf den Gammarückzerfall des Formisomers. Sie messen eine Anregungswahrscheinlichkeit von 1,6% pro Müonstop und eine Lebensdauer von 12±4 ns. Ahmad et al. (Ahma 80) und Ganzorig et al. (Ganz 78) finden eine zweite verzögerte Komponente im

Zeitspektrum $t(\mu^-,f)$. Nach Ahmad et al. beträgt die Lebensdauer des Formisomers 18±5 ns bei einer Anregungswahrscheinlichkeit von 8±2% pro verzögerter Spaltung (1,0±0,3% pro Müonstop).

Die in dieser Arbeit berechnete Lebensdauer $\tau_{i\mu}$ von 36 bis 52 ns ist deutlich länger als die von Fromm et al. (From 77) und Ahmad et al. (Ahma 80) experimentell gefundenen Lebensdauern.

Nur ein deutlich stärkerer Müoneinfluß auf die Spaltbarriere von ΔE_a=0,28 MeV, ΔE_{II}=0,64 MeV und ΔE_b=1,06 MeV (From 77) kann die experimentell bestimmten Lebensdauern erklären. Nach den Gleichungen VII.3 bis VII.5 ergibt sich mit den Barrierenparametern von Fromm et al. (vgl.Tabelle VII.2) eine Lebensdauer $\tau_{i\mu}$ von 17 bis 23 ns.

Dieser starke Einfluß des Müons auf die Spaltbarrieren ist im Widerspruch zu den in dieser Arbeit gefundenen Werten (vgl. Kapitel VI.3). Da aber nach Pauli und Ledergerber (Paul 74) ein Unterschied zwischen statischer und dynamischer Barriere besteht, könnte es ebenfalls unterschiedliche Müoneinflüsse auf die statische und dynamische Barriere geben, so daß beide völlig unterschiedliche Ergebnisse für die Barrierenerhöhung durch das Müon richtig sein könnten.

Neben der gemessenen Lebensdauer der zweiten Komponente im Zeitspektrum $t(\mu^-,f)$, muß auch die gefundene Anregungswahrscheinlichkeit dieser zweiten Komponente durch die Anregungswahrscheinlichkeit des müonischen Formisomers erklärt werden.

Nach Kam et al. (Kam 83) beträgt die Anregungswahrscheinlichkeit des Formisomers für ^{236}U nur $0,15\times10^{-2}$ pro Müonstop bei einer Barrierenerhöhung von 0,6 MeV oder $0,97\times10^{-2}$ bei einer Barrierenerhöhung von 0,9 MeV. Nimmt man einmal an, daß zumindest durch den Übergang $2p^{1/2} \longrightarrow 1s^{1/2}$ das Formisomer von ^{238}U ähnlich stark angeregt wird, ist die von Fromm et al. (From 77) gefundene Rückzerfallswahrscheinlichkeit von 1,6% durchaus erklärlich. Schwieriger ist jedoch die Erklärung der von Ahmad et al. (Ahma 80) und Ganzorig et al. (Ganz 78) gefundenen zweiten verzögerten Lebensdauer im Spaltkanal.

Der Anteil des Zerfalls durch Spaltung an der Gesamtzerfallsrate des isomeren Zustandes beträgt nur 1,2 bis $2,4\times10^{-4}(\tau_{i\mu}/\tau_{if\mu})$.

Es ist daher nicht möglich, die gefundene zweite Komponente mit einer Intensität von 1,0±0,3% (Ahma 80) pro Müonstop durch den direkten Zerfall des Formisomers durch Spaltung zu erklären.

Das Müon kann vom Kern im isomeren Zustand absorbiert werden. Da dabei eine Anregungsenergie von etwa 16 bis 18 MeV auf den Kern übertragen wird, kann der Kern durch Spaltung zerfallen. Neben der direkten Spaltung des isomeren Zustandes ist die Spaltung nach Müonabsorption die zweite Möglichkeit, wie das Isomer in den Spaltkanal zerfallen kann. Aus der gemessenen Spaltwahrscheinlichkeit des Formisomers pro Müonstop I_{if} läßt sich die Anregungswahrscheinlichkeit des Formisomers I_i wie folgt berechnen.

$$I_i = \frac{I_{if}}{\tau_{i\mu}\left(\frac{1}{\tau_{if\mu}} + \frac{P_{fd}}{\tau_{ic}}\right)} \qquad \text{(Gleichung VII.6)}$$

I_i = Anregungswahrscheinlichkeit des Formisomers pro Müonstop
I_{if} = Spaltwahrscheinlichkeit des Formisomers pro Müonstop
$\tau_{i\mu}$ = Gesamtlebensdauer des müonischen Formisomers
$\tau_{if\mu}$ = Lebensdauer des Formisomers bei "direkter" Spaltung (vgl.Gleichung VII.3)
P_{fd} = Spaltwahrscheinlichkeit nach Müoneinfang
τ_{ic} = Müonlebensdauer im 1s-Orbital

Für ^{238}U gilt:

I_{if} = 0,01±0,003 (Ahma 80)
$\tau_{i\mu}$ = 36 bis 52 ns
$\tau_{if\mu}$ = $1,5\times10^{5}$ bis $4,4\times10^{5}$ ns
P_{fd} = 0,12 (vgl.Tabelle V.10)
τ_{ic} = 78,6±0,6 ns (vgl.Tabelle IV.18)

Damit beträgt die Anregungswahrscheinlichkeit des Formisomers pro Müonstop für ^{238}U 0,09 bis 0,23. Setzt man für $\tau_{i\mu}$ statt der nach Gleichung VII.5 berechneten Lebensdauer $\tau_{i\mu}$ von 36 bis 52 ns den von Ahmad et al. gemessenen Wert von 18±5 ns ein, so beträgt die Anregungswahrscheinlichkeit des Isomers sogar 0,20 bis 0,66 pro Müonstop. Wegen dieser hohen Anregungswahrscheinlichkeit des Isomers pro Müonstop kann die zweite verzögerte Komponente im Zeitsprktrum $t(\mu^-,f)$ nicht durch Zerfall des Formisomers erklärt wer-

den.

Der von Fromm et al. (From 77) gefundene Gammarückzerfall des Formisomers von ^{238}U steht nicht im Widerspruch zu theoretischen Abschätzungen über die Anregungswahrscheinlichkeit des Formisomers von Kam et al. (Kam 83). Die von Fromm et al. gefundenen Barrierenveränderungen durch das Müon sind deutlich stärker als die in dieser Arbeit gefundenen Werte. Für weitergehende Aussagen über die Eigenschaften des müonischen Formisomers sind die Berechnung der Lebensdauer des Formisomers bei Müoneinfang und die Berechnung der Anregungswahrscheinlichkeit des Isomers unter Berücksichtigung der strahlungslosen Übergänge $2p \longrightarrow 1s$ und $3d \longrightarrow 1s$ notwendig.

VII.2 Änderung der Eigenschaften der Formisomere von ^{237}Np, ^{242}Pu und ^{244}Pu

VII.2.1. Das Formisomer von ^{237}Np

1973 wurde von Wolf und Unik (Wolf 73) das bis heute einzig bekannte Formisomer von ^{237}Np gefunden. Migneco et al. (Mign 77) haben die Ergebnisse von Wolf et al. bestätigt. In der Tabelle VII.4 sind die bekannten Eigenschaften des Formisomers von ^{237}Np zusammengestellt.

Tabelle VII.4 Eigenschaften des Formisomers von ^{237}Np

		Referenz
Anregungsenergie E_{II}(MeV)	$2,85 \pm 0,4$	Mign 77 (Rechn)
Lebensdauer τ_i (ns)	65 ± 7	Mign 77
Verzweigungsverhältnis		Wolf 73
$\Lambda_{if}/\Lambda_{i\gamma}$	$0,7\text{-}1,9 \times 10^{-3}$	Mign 77 (Rechn)
Lebensdauer $\tau_{i\gamma}$ (ns)	65 ± 7	Mign 77
Lebensdauer τ_{if} (ns)	72000	Meta 80 (Rechn)
Anregungsverhältnis von isomerem Zustand zu Grundzustand σ_i/σ g.s.	$\sim 10^{-4}$	(Rechnung)

In der Tabelle VII.5 sind die relativen Änderungen der Zerfallseigenschaften des Formisomers von ^{237}Np nach den Gleichungen VII.1 und VII.2 für verschiedene Barrierenparameter berechnet. Die dabei angenommenen Änderungen der Barrierenparameter entsprechen den in dieser Arbeit gefundenen Werten.

Tabelle VII.5 Vergleich der berechneten Änderungen der Eigenschaften des bekannten Formisomers von ^{237}Np

E_a (MeV)	$\hbar\omega_a$ (MeV)	E_{II} (MeV)	E_b (MeV)	$\hbar\omega_b$ (MeV)	$\tau'_{i\gamma}/\tau'_{i\gamma\mu}$	$\tau'_{if}/\tau'_{if\mu}$	Referenz
5,70 ±0,3	0,8	(2,85)	5,50 ±0,3	0,55	4,6	0,010	Back 74
5,9	0,8	(2,85)	5,6	0,52	4,9	0.008	Gavr 76
5,9	0,8	2,85	5,6	0,45	4,9	0,004	Mign 77
5,8	0,8	2,70	5,5	0,55	4,9	0,010	diese Arbeit

Nach den Gleichungen VII.3 und VII.4 gilt weiter:

$$\tau_{if\mu} = \frac{1}{0{,}004 \text{ bis } 0{,}010} \times 72\,000 \text{ ns} \quad \text{(vgl. Gleichung VII.3)}$$

$$= 7\times10^6 \text{ bis } 18\times10^6 \text{ ns}$$

$$\tau_{i\mu\gamma} = \frac{1}{4{,}6 \text{ bis } 4{,}9} \times 65\pm7 \text{ ns} \quad \text{(vgl. Gleichung VII.4)}$$

$$= 12 \text{ bis } 16 \text{ ns}$$

Die Gesamtlebensdauer des Formisomers beträgt nach Gleichung VII.5:

$$\frac{1}{\tau_{i\mu}} = \frac{1}{12 \text{ bis } 16} + \frac{1}{7\times10^6 \text{ bis } 18\times10^6} + \frac{1}{69{,}8\pm0{,}2} \quad \left(\frac{1}{\text{ns}}\right)$$

$$\tau_{i\mu} = 10 \text{ bis } 13 \text{ ns}$$

Der Anteil des direkten Zerfalls des isomeren Zustandes durch Spaltung ($\tau_{i\mu}/\tau_{if\mu}$) sinkt gegenüber dem normalen isomeren Zustand auf $0{,}7\times10^{-6}$ bis $1{,}4\times10^{-6}$ ab. Die in dieser Arbeit gefundene zweite verzögerte Komponente im Zeitspektrum $t(\mu^- f)$ mit einer Intensität von 1,6±0,2% pro Müonstop (vgl. die Tabellen IV.13 und V.10). ist durch den direkten Zerfall des Isomers durch Spaltung nicht zu erklären.

Nach Gleichung VII.6 kann aus der in dieser Arbeit gefundenen Spaltwahrscheinlichkeit des Formisomers pro Müonstop I_{if} und der gemessenen Lebensdauer $\tau_{i\mu}$ die Anregungswahrscheinlichkeit des Formisomers pro Müonstop berechnet werden.

Für ^{237}Np gilt:

I_{if} = 1,6±0,2% (vgl.Tabelle IV.13 und V.10)
$\tau_{i\mu}$ = 10 bis 13 ns
$\tau_{if\mu}$ = 7×10^{6} bis 18×10^{6} ns
P_{fd} = 0,39 (vgl.Tabelle V.10)
τ_{ic} = 69,8±0,2 ns (vgl.Tabelle IV.17)

Die Anregungswahrscheinlichkeit I_i beträgt für ^{237}Np
0,19 bis 0,32.

Setzt man in Gleichung VII.6 statt der berechneten Lebensdauer $\tau_{i\mu}$ von 10 bis 13 ns die gemessene Lebensdauer von 1,55±0,09 ns (vgl. Tabelle IV.11) ein, so beträgt I_i sogar 1,5 bis 2,2 pro Müonstop.

Für ^{237}Np kann die zweite verzögerte Komponente im Zeitspektrum $t(\mu^-,f)$ nicht durch Anregung des Formisomers erklärt werden.

VII.2.2 Die Formisomere von ^{242}Pu

Für ^{242}Pu sind bis heute zwei Formisomere von Polikanov et al. (Poli 70) und Metag et al. (Meta 74) experimentell beobachtet worden. In der Tabelle VII.6 sind die Eigenschaften der beiden Formisomere zusammengestellt.

Tabelle VII.6 Eigenschaften der beiden Formisomere von ^{242}Pu

		Referenz
Isomer I		
Lebensdauer τ_i (ns)	5,0±0,9	Meta 74
Anregungsverhältnis von isomerer zu prompter Spaltung σ_{if}/σ_f	$1\text{-}10\times10^{-6}$	Meta 74
Isomer II		
Lebensdauer τ_i (ns)	70±40	Lark 69
Anregungsverhältnis von isomerer zu prompter Spaltung σ_{if}/σ_f	$1\text{-}5\times10^{-6}$	Lark 69 Poli 70

Das erste Isomer (Isomer I) wird heute als Grundzustand im zweiten Minimum interpretiert (Meta 80, Vand 77). Das zweite Isomer hat eine um 1,3 MeV höhere Anregungsenergie als das erste Isomer (Spec 75) und wird als ein Zwei-Quasiteilchenzustand oberhalb des ersten Isomers angesehen (Meta 80). Für beide Isomere liegen keine Informationen über das Verzweigungsverhältnis $\Lambda_{i\gamma}/\Lambda_{if}$ vor. Aus dem Vergleich der experimentell bestimmten Lebensdauer τ_{if} des ersten Isomers mit den Berechnungen von Metag et al. (Meta 75) läßt sich abschätzen, daß der Zerfall durch Spaltung der dominante Zerfallskanal des ersten Isomers ist.

Die Unsicherheit über das Verhältnis $\Lambda_{i\gamma}/\Lambda_{if}$ erschwert eine Vorhersage des Müoneinflusses auf die Eigenschaften der Formisomere.

Es wird für die weitere Rechnung angenommen, daß $\Lambda_{i\gamma}/\Lambda_{if} \ll 1$ ist, so daß selbst nach der Erhöhung der Barrieren durch das Müon der Spaltkanal der dominante Zerfallskanal des isomeren Zustandes bleibt ($\Lambda_{i\gamma\mu}/\Lambda_{if\mu} \ll 1$).

Setzt man in die Gleichungen VII.1 bis VII.5 die Barrierenparameter aus Tabelle VI.15 ein, so beträgt die Lebensdauer des Formisomers $\tau_{i\mu}$ 42 bis 73 ns. Diese Werte sind länger als die Lebensdauer der in dieser Arbeit gefundenen zweiten verzögerten Komponente für ^{242}Pu von 14,2±1,4 ns (vgl. Tabelle IV.11).

Nach der Gleichung VII.6 kann aus der in dieser Arbeit gefundenen Spaltwahrscheinlichkeit des Formisomers I_{if} und der Lebensdauer $\tau_{i\mu}$ die Anregungswahrscheinlichkeit des Formisomers pro Müonstop berechnet werden.

Für ^{242}Pu gilt:

I_{if}	=	1,9±0,4%	(vgl. Tabelle IV.13 und V.10)
$\tau_{i\mu}$	=	43 bis 73 ns	
$\tau_{if\mu}$	=	90 bis 2400 ns	
P_{fd}	=	0,45	(vgl.Tabelle V.10)
τ_{ic}	=	75,3±0,4 ns	(vgl.Tabelle IV.20)

Nach Gleichung VII.6 beträgt die Anregungswahrscheinlichkeit des Formisomers pro Müonstop I_i für ^{242}Pu 0,02 bis 0,05.

Setzt man statt der berechneten Lebensdauer $\tau_{i\mu}$ von 43 bis 73 ns

die gemessene Lebensdauer von 14,2±1,4 ns (vgl.Tabelle IV.11) ein, so beträgt die Anregungswahrscheinlichkeit des Formisomers 0,02 bis 0,03. Kam et al. berechnen für die Barrierenerhöhung von 0,9 MeV eine Anregungswahrscheinlichkeit des Isomers von $0{,}73\times10^{-3}$. Dieser Wert ist um mehr als ein Faktor 20 kleiner als der in dieser Arbeit gefundene Wert. Es ist nicht klar, ob die hohe Anregungswahrscheinlichkeit des Isomers durch den Einfluß des Müons auf die Spaltbarriere erklärt werden kann.

Von dem zweiten Formisomer von ^{242}Pu ist nicht bekannt, ob es dominant durch Spaltung oder durch elektromagnetischen Zerfall in den Grundzustand des zweiten Minimums (Isomer I) zerfällt. Es wird daher auf eine Berechnung des Müoneinflusses auf die Eigenschaften des Isomers II verzichtet.

VII.2.3 Das Formisomer von ^{244}Pu

Für ^{244}Pu ist bis heute nur ein Isomer bekannt (Meta 74). Die bekannten Eigenschaften sind in der Tabelle VII.7 zusammengestellt.

Tabelle VII.7 Eigenschaften des Formisomers von ^{244}Pu

		Referenz
Lebensdauer (ns)	0,38±0,08	Meta 74
Anregungsverhältnis von isomerer zu prompter Spaltung σ_{if}/σ_f	$3{,}0\pm0{,}6\times10^{-5}$	Meta 74

Auch für das Isomer von ^{244}Pu ist nichts über das Verzweigungsverhältnis $\Lambda_{i\gamma}/\Lambda_{if}$ bekannt.

Es wird für die weiteren Berechnungen angenommen, daß $\Lambda_{i\gamma}/\Lambda_{if} \ll 1$ ist, so daß selbst nach der Erhöhung der Barrieren durch das Müon der Spaltkanal der dominante Zerfallskanal des isomeren Zustandes bleibt ($\Lambda_{i\gamma\mu}/\Lambda_{if\mu} \ll 1$).

Setzt man die Barrierenparameter aus Tabelle VI.16 in die Gleichungen VII.1 bis VII.5 ein, so beträgt die Lebensdauer des Formisomers 6 bis 25 ns. Der berechnete Wert ist größer als der in dieder Arbeit gemessene Wert von 3,6±0,2 ns (vgl. Tabelle IV.11).

Nach Gleichung VII.6 kann aus der gemessenen Spaltwahrscheinlichkeit des Formisomers pro Müonstop I_{if} und der Lebensdauer $\tau_{i\mu}$ die Anregungswahrscheinlichkeit des Formisomers pro Müonstop berechnet werden.

Für ^{244}Pu gilt:

I_{if}	=	1,7±0,3%	(vgl.Tabelle IV.13 und V.10)
$\tau_{i\mu}$	=	6 bis 25 ns	
$\tau_{if\mu}$	=	7 bis 38 ns	
P_{fd}	=	0,40	(vgl.Tabelle V.10)
τ_{ic}	=	78,2±0,4 ns	(vgl.Tabelle IV.21)

Nach Gleichung VII.6 beträgt die Anregungswahrscheinlichkeit des Isomers pro Müonstop I_i für ^{244}Pu 0,015 bis 0,026. Setzt man statt der berechneten Lebensdauer $\tau_{i\mu}$ die gemessene Lebensdauer von 3,6±0,2 ns ein, so beträgt die Anregungswahrscheinlichkeit I_i 0,015 bis 0,021.

Dieses Ergebnis entspricht in etwa der in dieser Arbeit berechneten Anregungswahrscheinlichkeit des Formisomers I von ^{242}Pu.

Kam et al. (Kam 83) machen keine Aussage über die Anregungswahrscheinlichkeit des Formisomers von ^{244}Pu durch die strahlungslosen Übergänge $2p \longrightarrow 1s$.

In dieser Arbeit ist untersucht worden, inwieweit die von verschiedenen Autoren für ^{238}U und die in dieser Arbeit für ^{237}Np, ^{242}Pu und ^{244}Pu gefundene zweite verzögerte Komponente im Zeitspektrum $t(\mu^-,f)$ durch den Zerfall bekannter Formisomere erklärt werden kann. Es wurde gezeigt, daß die verzögerten Komponenten von ^{238}U und ^{237}Np nicht durch den Zerfall des Formisomers erklärt werden können. Für die verzögerte Komponente im Zeitspektrum $t(\mu^-,f)$ von ^{242}Pu und ^{244}Pu und für den Gammazerfall des Isomers von ^{238}U wird eine Anregungswahrscheinlichkeit des Isomers zwischen 1% (^{238}U) und 3% (^{242}Pu) berechnet. Bei einer strahlungslosen Übergangswahrscheinlichkeit $P_{nr}(2p \longrightarrow 1s)$ von etwa 0,20 pro Müonstop beträgt die Anregungswahrscheinlichkeit des Isomers zwischen 5% und 15% pro strahlungslosem Übergang $2p \longrightarrow 1s$. Bis heute ist es nicht gelungen eine solch hohe Anregungswahrscheinlichkeit der Formisomere befriedigend zu klären (Kam 83). Die Erklärung der ge-

fundenen verzögerten Komponente von ^{242}Pu und ^{244}Pu durch den Zerfall des Formisomers ist zwar nicht ausgeschlossen jedoch unwahrscheinlich. Eine Wiederholung des Experimentes von Fromm et al. (From 77) scheint am besten geeignet zu zeigen, ob das Isomer tatsächlich so stark durch die strahlungslosen Übergänge $2p \longrightarrow 1s$ und $3d \longrightarrow 1s$ angeregt werden kann.

Eine Verfälschung des prompten Peaks im Zeitspektrum $t(\mu^-,f)$ könnte eine völlig andere Erklärung für die zweite verzögerte Komponente sein. Elektronische Instabilitäten, Flugzeitunterschiede der Müonen zwischen Szintillatorteleskop und Target oder eine hohe Alphaaktivität der untersuchten Nuklide können die für ^{237}Np, ^{242}Pu und ^{244}Pu gefundenen verzögerten Komponenten jedoch nicht erklären.

Auffällig ist, daß für die drei untersuchten Isotope ^{237}Np, ^{242}Pu und ^{244}Pu die Anregungswahrscheinlichkeit der verzögerten Komponente pro Müonstop nahezu identisch ist (vgl. Tabelle IV.13). Eine mögliche Erklärung ist ein isomerer Zustand des Müons während der Gammakaskade.

Nach solchen isomeren Zuständen ist bei leichten Kernen bisher ohne jeden Erfolg gesucht worden (Cart 83). Allerdings scheidet auch diese Erklärung aus, falls sich die von Ahmad et al.(Ahma 80) gefundene Anregungswahrscheinlichkeit der verzögerten Komponente von ^{238}U bestätigen sollte.

Weitere Experimente zur Bestimmung der Anregungswahrscheinlichkeit des Formisomers von ^{238}U sind daher wünschenswert. Insgesamt geben die gefundenen verzögerten Komponenten noch viele Rätsel auf, die in Zukunft der Klärung dringend bedürfen.

Literaturverzeichnis :

Acha85 J.F.M.d'Achard van Enschut,P.David,W.Duinker, C.Gugler,J.Hartfiel,H.Janszen,J.Konijn,T.Krogulski, C.T.A.M. de Laat,R.von Mutius,C.Petitjean,H.W.Reist, L.A.Schaller,L.Schellenberg,A.Taal und A.H.Wapstra wird veröffentlicht

Ahma80 S.Ahmad,G.A.Beer,M.S.Dixit,J.A.Macdonald,G.R.Mason, A.Olin,R.M.Pearce,O.Häusser,S.N.Kaplan Physics Letters Band 92B (1980) Seite 83

Alek75 B.M.Aleksandrov,G.V.Buklanov,W.D.Fromm,Dz.Gansorig, A.S.Krivokhatski,T.Krogulski,S.M.Polikanov und B.M. Sabirov Physics Letters Band 57B (1975) Seite 238

Arru80 J.D.T.Arruda Neto und B.L.Berman Nuclear Physics Band 349A (1980) Seite 483

Auer65 L.B.Auerbach,R.J.Esterling,R.E.Hill,D.A.Jenkins, J.T.Lach und N.H.Lipman Physical Review Band 138B (1965) Seite 127

Back72 H.Backe,R.Engfer,U.Jahnke,E.Kankeleit,R.M.Pearce, C.Petitjean,L.Schellenberg,H.Schneuwly,W.U.Schröder, H.K.Walter und A.Zehnder Nuclear Physics Band 189A (1972) Seite 472

Back74 B.B.Back,O.Hansen,H.C.Britt,J.D.Garrett Physical Review Band 9C (1974) Seite 1924

Back74 B.B.Back,H.C.Britt,O.Hansen,B.Leroux und J.D. Garrett Physical Review Band 10C (1974) Seite 1948

Bala60 M.Y.Balatz,L.N.Kondrat'ev,L.G.Landsberg,P.I. Lebedev,Y.V.Obukhov und B.Pontecorvo Soviet Physics JETP Band 11 (1960) Seite 1239

Bala61 M.Y.Balats,L.N.Kondrat'ev,L.G.Landsberg,P.I. Lebedev, B.V.Obukhov und B.Pontecorvo Soviet Physics JETP Band 12 (1961) Seite 813

Bala66 M.Y.Balats,V.V.Karapetyan,L.N.Kondrat'ev und Y.V. Obukhov
Soviet Physics JETP Band 22 (1966) Seite 4

Baer78 P.Baertschi,A.Grütter,H.R.von Gunten,H.S.Pruys,M. Rajagopalan,H.W.Reist und E.Rössler
Nuclear Physics Band 294A (1978) Seite 369

Bald47 G.C.Baldwin und G.S.Klaiber
Physical Review Band 71 (1947) Seite 3

Belo60 E.Belovitskii,N.T.Kashehukeev,A.Mikhul,M.G.Petrashku, T.A.Romanova,T.A.Pomanova und F.A.Tikhomirov
Soviet Physics JETP Band 11 (1960) Seite 296

Belo83 G.E.Belovitskii und C.Petitjean
JETP Letters Band 38 (1983) Seite 251

Bert81 F.E.Bertrand
Nuclear Physics Band 354A (1981) Seite 129

Bert81 F.E.Bertrand,J.R.Beene,C.E.Bemis,E.E.Gross,D.J. Horen,J.R.Wu und W.P.Jones
Physics Letters Band 99B (1981) Seite 213

Bevi69 P.R.Bevington
Data Reduction and Error Analysis for the Physical Sciences
McGraw - Hill 1969

Bhan80 B.S.Bhandari
Physical Review Band 22C (1980) Seite 606

Bibe82 K.van Bibber,P.Countryman,K.A.Griffioen,D.H.H. Hoffmann,K.T.Knöpfle,M.R.Yearian,J.G.Woodworth, D.Rowley und J.R.Calarco
Lecture Notes in Physics Band 158 (1982) Seite 278
Springer Verlag

Bjor80 S.Bjørnholm und J.E.Lynn
Reviews of Modern Physics Band 52 (1980) Seite 725

Blai62 I.M.Blair,H.Muirhead,T.Woodhead und J.H.Woulds
Proc. Physical Society (London) Band 80 (1962) Seite 938

Blin82 A.H.Blin und G.Wolschin
Physics Letters Band 112B (1982) Seite 113

Bloc72 J.Blocki,Z.Sujkowski und M.Zielinska-Pfabe
Physics Letters Band 42B (1972) Seite 415

Bloo74 S.D.Bloom
Physics Letters Band 48B (1974) Seite 420

Bran82 S.Brandenburg,R.de Leo,A.G.Drentje,M.N.Harakeh,H.Janszen und A.van der Woude
Physical Review Letters Band 49 (1982) Seite 1687

Brit82 H.C.Britt und A.Gavron
Lecture Notes in Physics Band 158 (1982) Seite 24
Springer Verlag

Boni84 B.Bonin,N.Alamanos,B.Berthier,G.Bruge,H.Faraggi,D.Legrand,J.C.Lugol,W.Mittig,L.Papineau,A.I.Yavin,D.K.Scott,M.Levine,J.Arvieux,L.Farvacque und M.Buenerd
Nuclear Physics Band 430 A (1984) Seite 349

Boud77 A.Boudard,G.Bruge,J.C.Lugol,C.Ré und Y.Terrien
Compte rendu d'activité 1977-1978 Seite 259
Departement De Physique Nucleaire CEA-N-2070

Budi70 B.Budick,S.C.Cheng,E.R.Macagno,A.M.Rushton und C.S.Wu
Physical Review Letters Band 24 (1970) Seite 604

Buen80 M.Buenerd,D.Lebrun,P.Martin,P.de Saintigon und C.Perrin
Physical Review Letters Band 45 (1980) Seite 1667

Buen81 M.Buenerd und D.Lebrun
Physical Review Band 24 c (1981) Seite 1356

Buna66 G.G.Bunatyan
Soviet Journal of Nuclear Physics Band 3 (1966) Seite 613

Buta71 A.Buta
Review of Romanian Physics Band 16 (1971) Seite 215

Cald80 J.T.Caldwell,E.J.Dowdy,B.L.Berman,R.A.Alvarez und P.Meyer
Phsical Review Band 21C (1980) Seite 1215

Cart83 A.L.Carter,C.R.Cox,M.S.Dixit,G.W.Dodson,M.Eckhause, C.H.Hargrove,E.P.Hincks,J.R.Kane,H.Mes,A.M.Rushton, R.T.Siegel und R.E.Welsh
Physics Letters Band 124B (1983) Seite 465

Chei81 E.Cheifetz,H.C.Britt und J.B.Wilhelmy
Physical Review Band 24C (1981) Seite 519

Chul75 D.Chultem,V.Cojocaru,Dz.Gansorig,Kim Si Chwan,T.Krogulski,V.D.Kuznetsov ,H.G.Ortlepp,S.M.Polikanov,B.M. Sabirov,U.Schmidt und W.Wagner
Nuclear Physics Band 247A (1975) Seite 452

Clos78 D.A.Close,J.J.Malanify und J.P.Davidson
Physical Review Band 17C (1978) Seite 1433

Cojo66 V.Cojocaru,L.Marinescu,M.Petrascu,G.Voiculescu,A. Ignatenko und M.Ometianenko
Physics Letters Band 20 (1966) Seite 53

Cram70 J.D.Cramer und J.R.Nix
Physical Review Band 2C (1970) Seite 1048

Deco84 P.Decowski,H.P.Morsch,M.Rogge,P.Turek,L.Zemlo,G.Gaul, R.Glasow,B.Ludewigt,R.Santo und W.Schumacher
Physics Letters Band 141B (1984) Seite 49

Deut68 J.P.Deutsch,L.Grenacs,P.Igo-Kemenes,P.Lipnik und P.C.Macq
Physics Letters Band 26B (1968) Seite 315

Diaz63 J.A.Diaz,S.N.Kaplan und R.V.Pyle
Nuclear Physics Band 40 (1963) Seite 54

Dias84 H.Dias und E.Wolynec
Physical Review Band 30C (1984) Seite 1164

Dick75 P.A.Dickey und P.Axel
Physical Review Letters Band 35 (1975) Seite 501

Eckh66 M.Eckhause,R.T.Siegel,R.E.Welsh und T.A.Filippas
Nuclear Physics Band 81 (1966) Seite 575

Evse74 V.S.Evseev und T.N.Mamedov
Soviet Journal of Nuclear Physics Band 19 (1974)
Seite 624

Eyri84 W.Eyrich,K.Fuchs,A.Hofmann,U.Scheib,H.Steuer und
H.Rebel
Physical Review Band 29C (1984) Seite 418

Fein63 G.Feinberg und L.M.Lederman
Annual Revue of Nuclear Science Band 13 (1963)
Seite 431

Fold64 L.L.Foldy und J.D.Walecka
Il Nuovo Cimento Band 34 (1964) Seite 1026

From77 W.D.Fromm,H.G.Ortlepp,S.M.Polikanov,U.Schmidt,G.N.
Zorin,R.Arlt und G.Musiol
Nuclear Physics Band 278A (1977) Seite 387

Fry53 W.F.Fry und W.John
Physical Review Band 91 (1953) Seite 1234

Fuji59 A.Fujii und H.Primakoff
Il Nuovo Cimento Band 12 (1959) Seite 327

Ganz78 Dz.Ganzorig,P.G.Hansen,T.Johansson,B.Jonson,J.Konijn,
T.Krogulski,V.D.Kuznetsov,S.M.Polikanov,G.Tibell und
L.Westgaard
Physics Letters Band 77B (1978) Seite 257

Ganz78 Dz. Ganzorig,P.G.Hansen,T.Johansson,B.Jonson,J.Konijn,
T.Krogulski,V.D.Kuznetsov,S.M.Polikanov,G.Tibell und
L.Westgaard
Physics Letters Band 78B (1978) Seite 41

Ganz 80 Dz.Ganzorig,P.G.Hansen,T.Johansson,B.Jonson,J.Konijn,
T.Krogulski,S.M.Polikanov,G.Tibell und L.Westgaard
Nuclear Physics Band 350A (1980) Seite 278

Gavr76 Y.K.Gavrilov,Kim Si Chwan,V.Cojocaru,T.Krogulski,
V.D.Kuznetsov,H.G.Ortlepp und S.M.Polikanov
Soviet Journal of Nuclear Physics Band 24 (1976)
Seite 125

Gavr76 A.Gavron,H.C.Britt,E.Konecny,J.Weber und J.B.Wilhelmy
Physical Review Band 13C (1976) Seite 2374

Gold48 M.Goldhaber und E.Teller
Physical Review Band 74 (1948) Seite 1046

Grif84 K.A.Griffioen,P.J.Countryman,K.T.Knöpfle,K.van Bibber,M.R.Yearian,J.G.Woodworth,D.Rowley und J.R.Calarco
Physical Review Letters Band 53 (1984) Seite 2382

Gure76 G.M.Gurevich,L.E.Lazareva,V.M.Mazur,G.V.Solodukhov und B.A.Tulupov
Nuclear Physics Band 273A (1976) Seite 326

Hade75 J.Hadermann
Physics Letters Band 55B (1975) Seite 141

Hade76 J.Hadermann und K.Junker
Nuclear Physics Band 271A (1976) Seite 401

Hade76 J.Hadermann und K.Junker
Nuclear Physics Band 256A (1976) Seite 521

Hade77 J.Hadermann
Physics Letters Band 67B (1977) Seite 35

Hara80 M.N.Harakeh,H.P.Morsch,K.van der Weg,A.van der Woude, F.E.Bertrand
Physical Review Band 21C (1980) Seite 768

Hara82 M.N.Harakeh
Lecture Notes in Physics Band 158 (1982) Seite 236
Springer Verlag

Hash76 O.Hashimoto,S.Nagamiya,K.Nagamine und T.Yamazaki
Physics Letters Band 62B (1976) Seite 233

Hüfn77 J.Hüfner,F.Scheck und C.S.Wu
Muonic Atoms in C.S.Wu und Hughes (Herausgeber)
Muon physics Band I (1975) Seite 202
Academic Press, New York

Huff61 H.Huff
Annual Review of Nuclear Physics Band 16 (1961)
Seite 685

Iste79 K.K.Istekov,V.M.Kupriyanov,B.I.Fursov und G.N. Smirenkin
Soviet Journal of Nuclear Physics Band 29 (1979) Seite 595

Izum81 T.Izumoto,Y.W.Lui,D.H.Youngblood,T.Udagawa und T.Tamura
Physical Review Band 24C (1981) Seite 2179

Jans80 H.Janszen
Diplomarbeit,Bonn,(1980) unveröffentlicht

Jans82 H.Janszen,S.Brandenburg,R.de Leo,M.N.Harakeh, B.Visscher und A.van der Woude
Lecture Notes in Physics Band 158 (1982) Seite 95

Jans83 H.Janszen
Dissertation,Bonn, (1983) unveröffentlicht

Joha80 T.Johansson,J.Konijn,T.Krogulski,S.Polikanov,H.W. Reist und G.Tibell
Physics Letters Band 97B (1980) Seite 29

Joha82 T.Johansson,J.Konijn,T.Krogulski,S.Polikanov,H.W. Reist und G.Tibell
Physics Letters Band 116B (1982) Seite 402

John77 M.W.Johnson,W.U.Schröder,J.R.Huizenga,W.K.Hensley, D.G.Perry und I.C.Browne
Physical Review Band 15C (1977) Seite 2169

Jose72 J.Joseph,F.Ledoyen und B.Goulard
Physical Review Band 6C (1972) Seite 1742

Kam83 J.de Kam und G.Wolschin
Physics Letters Band 125B (1983) Seite 109

Kant84 J.Kantele,W.Stöffl,L.E.Ussery,D.J.Decman,E.A.Henry, R.J.Estep,R.W.Hoff und L.G.Mann
Physical Review Band 29C (1984) Seite 1693

Kapl76 S.N.Kaplan,J.A. Monard und S.Nagamiya
Physics Letters Band 64B (1976) Seite 217

Khan72 A.M.Khan und J.W.Knowles
Nuclear Physics Band 179A (1972) Seite 333

Kozl74 T.Kozlowski und A.Zglinski
Physics Letters Band 50B (1974) Seite 222

Kozl78 T.Kozlowski und A.Zglinski
Nuclear Physics Band 305A (1978) Seite 368

Kupr80 V.M.Kupriyanov,K.K.Istekov,B.I.Fursov und G.N. Smirenkin
Soviet Journal of Nuclear Physics Band 32 (1980) Seite 184

Kupr84 V.M.Kuprianov,G.N.Smirenkin und B.T.Fursov
Soviet Journal of Nuclear Physics Band 39 (1984) Seite 176

Lark69 N.L.Lark,G.Sletten,J.Pedersen und S.Bjørnholm
Nuclear Physics Band 139A (1969) Seite 481

Lean75 G.Leander und P.Möller
Physics Letters Band 57B (1975) Seite 245

Leo82 R.de Leo,M.N.Harakeh,S.Micheletti,J.van der Plicht, A.van der Woude,P.David und H.Janszen
Nuclear Physics Band 373A (1982) Seite 509

Lepr82 A.Leprêtre,H.Beil,R.Bergère,P.Carlos,J.Fagot und A.Veyssière
Nuclear Physics Band 390 A (1982) Seite 221

Lugo77 J.C.Lugol und Y.Terrien
Compte rendu d'activité 1977-1978 Seite 261
Departement De Physique Nucleaire CEA-N-2070

Meta74 V.Metag,E.Liukkonen,O.Glomset und A.Bergman
Physics and Chemistry of Fission Band 1 (1974) Seite 317
IAEA-Konferenz,Rochester

Meta75 V.Metag
Nukleonika Band 20 (1975) Seite 789

Meta80 V.Metag
Physics and Chemistry of Fission Band 1 (1980) Seite 153
IAEA-Konferenz,Jülich

Mign77 E.Migneco,G.Russo,R.de Leo und A.Pantaleo
Physical Review Band 16C (1977) Seite 1919

Mors80 H.P.Morsch,M.Rogge,P.Turek und C.Mayer-Böricke
Physical Review Letters Band 45 (1980) Seite 337

Mors80 H.P.Morsch,C.Sükösd,M.Rogge,P.Turek,H.Machner
und C.Mayer-Böricke
Physical Review Band 22C (1980) Seite 489

Mors82 H.P.Morsch,M.Rogge,P.Turek,C.Mayer-Böricke und
P.Decowski
Physical Review Band 25C (1982) Seite 2939

Mors82 H.P.Mosch,M.Rogge,P.Decowski,H.Machner,C.Sükösd,
P.David,J.Debrus,J.Hartfiel,H.Janszen und J.Schulze
Physics Letters Band 119B (1982) Seite 315

Mukh73 N.C.Mukhopadhyay
Physics Letters Band 45B (1973) Seite 309

Mukh77 N.C.Mukhopadhyay
Physics Reports Band 30 (1977) Seite 3

Muti85 R.von Mutius
Dissertation,Bonn (1985),unveröffentlicht

Nix69 J.R.Nix und G.E.Walker
Nuclear Physics Band 132A (1969) Seite 60

Paul74 H.C.Pauli,T.Ledergerber
Physics and Chemistry of Fission Band 1 (1974)
Seite 463
IAEA-Konferenz,Rochester

Peti71 C.Petitjean,H.Backe,R.Engfer,U.Jahnke,K.H.Lindenber-
ger,H.Schneuwly,W.U.Schröder und H.K.Walter
Nuclear Physics Band 178A (1971) Seite 193

Pitt80 R.Pitthan,F.R.Buskirk,W.A.Houk und R.W.Moore
Physical Review Band 21C (1980) Seite 28

Plic80 J.van der Plicht,M.N.Harakeh,A.van der Woude,
P.David,J.Debrus,H.Janszen und J.Schulze
Nuclear Physics Band 346 A (1980) Seite 349

Poli70 S.M.Polikanov und G.Sletten
Nuclear Physics 151 A (1970) Seite 656

Pove70 H.P.Povel,H.Koch,W.D.Hamilton,S.Charalambus und G.Backenstoss
Physics Leters Band 33B (1970) Seite 620

Prim59 H.Primakoff
Reviews of Modern PHysics Band 31 (1959) Seite 802

Reis80 H.W.Reist,A.Grütter,H.R.von Gunten und D.Jost
Physics and Chemistry of Fission Band 2 (1980)
Seite 13
IAEA-Konferenz,Jülich

Ries84 H.Ries,U.Kneissl,G.Mank,H.Ströher,W.Wilke R.Bergère, P.Bourgeois,P.Carlos,J.L.Fallou,P.Garganne,A.Veyssière und L.S.Cardman
Physics Letters Band 139B (1984) Seite 254

Rull83 P.Rullhusen,U.Zurmühl,F.Smend,M.Schumacher,H.G. Börner und S.A.Kerr
Physical Review Band 27C (1983) Seite 559

Russ75 P.A.Russo,J.Pedersen und R.Vandenbosch
Nuclear Physics Band 240A (1975) Seite 13

Schn72 H.Schneuwly,L.Schellenberg,H.Backe,R.Engfer,U.Jahnke, E.Kankeleit,K.H.Lindenberger,R.M.Pearce,C.Petitjean, W.U.Schröder,H.K.Walter und A.Zehnder
Nuclear Physics Band 196A (1972) Seite 452

Schr 74 W.U.Schröder,U.Jahnke.K.H.Lindenberger,G.Röschert, R.Engfer und H.K.Walter
Zeitschrift für Physik Band 268 (1974) Seite 57

Schr79 W.U.Schröder,W.W.Wilcke,M.W.Johnson,D.Hilscher, J.R.Huizenga,J.C.Browne und D.G.Perry
Physical Review Letters Band 43 (1979) Seite 672

Scho75 R.Schoenmackers
Dissertation,Bonn,(1975) unveröffentlicht

Sens59 J.C.Sens
Physical Review Band 113 (1959) Seite 679

Shot79 A.C.Shotter,C.K.Gelbke,T.C.Awes,B.B.Back,J.Mahoney, T.J.M.Symons und D.K.Scott
Physical Review Letters Band 43 (1979) Seite 569

SIN81 SIN Users' Handbook (1981) Seite 46
Schweizerisches Institut für Nuklearforschung

Sing62 P.Singer
Il Nuovo Cimento Band 23 (1962) Seite 669

Sing74 P.Singer
Springer Tracts in Modern Phsics Band 71
(1974) Seite 39

Spec75 H.J.Specht
Nukleonika Band 20 (1975) Seite 717

Spet81 J.Speth und A.van der Woude
Report of Progres in Modern Physics Band 44 (1981)
Seite 720

Tele59 V.L.Telegdi
Physical Review Letters Band 3 (1959) Seite 59

Tell80 E.Teller und M.S.Weiss
Transactions of New York Academic Society Band 40
(1980) Seite 222

Über74 H.Überall
Springer Tracts in Modern Physics Band 71 (1974)
Seite 1

Vand73 R.Vandenbosch und J.R.Huizenga
Nuclear Fission
Academic Press New York (1973)

Vand77 R.Vandenbosch
Annual Review of Nuclear Science Band 27 (1977)
Seite 1

Veys70 A.Veyssière,H.Beil,R.Bergère,P.Carlos und A.Lepretre
Nuclear Physics Band 159A (1970) Seite 561

Veys73 A.Veyssière,H.Beil,R.Bergère,P.Carlos,A.Lepretre
und K.Kernbath
Nuclear Physics Band 199A (1973) Seite 45

Voge75 P.Vogel,P.K.Haff,V.Akylas und A.Winther
Nuclear Physics Band 254A (1975) Seite 445

Weis67 A.O.Weissenberg
Muons
North-Holland Press,Amsterdam (1967)

Whee48 J.A.Wheeler
Physical Review Band 73 (1948) Seite 1252

Wilc78 W.W.Wilcke,M.W.Johnson,W.U.Schröder,J.R.Huizenga und D.G.Perry
Physical Review Band 18C (1978) Seite 1452

Wilc80 W.W.Wilcke,M.W.Johnson,W.U.Schröder,D.Hilscher, J.R.Birkelund,J.R.Huizenga,J.C.Browne und D.G.Perry
Physical Review Band 21C (1980) Seite 2019

Wolf70 K.L.Wolf,R.Vandenbosch,P.A.Russo,M.K.Mehta und C.R.Rudy
Physical Review Band 1C (1970) Seite 2096

Wolf73 K.L.Wolf und J.P.Unik
Physics Letters Band 43B (1973) Seite 25

Zare61 D.F.Zaretski und V.M.Novikov
Nuclear Physics Band 28 (1961) Seite 177

Zhuc78 V.E.Zhuchko,Yu.B.Ostapenko,G.N.Smirenkin,A.S. Soldatov und Yu.m.Tsipenyuk
Soviet Journal of Nuclear Physics Band 28 (1978) Seite 602

Zgli78 A.Zglinski ,T.Kozlowski,Z.Sujkowski und V.S. Evseev
Nuclear Physics Band 305A (1978) Seite 381

Herrn Prof.Dr.T. Mayer-Kuckuk danke ich für die Möglichkeit, diese Arbeit am Institut für Strahlen- und Kernphysik der Universität Bonn durchführen zu dürfen.

Mein besonderer Dank gilt Herrn Prof.Dr.P. David für die Überlassung des Themas sowie für die Beratung und Förderung bei der Durchführung der vorliegenden Arbeit.

Herrn Prof.Dr.J.Thirion danke ich für die vorzügliche Gastfreundschaft und die ausgezeichneten Arbeitsbedingungen am Laboratoire National Saturne, CEN Saclay.
Herrn Prof.Dr.J.P.Blaser danke ich für die herzliche Aufnahme und die hervorragenden Arbeitsbedingungen am Schweizerischen Institut für Nuklearforschung, Villigen.

Den Mitgliedern der Arbeitsgruppen am Laboratoire National Saturne, am Schweizerischen Institut für Nuklearforschung und am Institut für Strahlen- und Kernphysik
Herrn J.F.M. d'Achard van Enschut, Herrn Dr.J. Arvieux, Herrn Dr.R. Babinet, Herrn Dr.B. Berthier, Herrn Dr.B. Bonin, Herrn Dr.J. Debrus, Herrn Dr.W. Duinker, Frau Prof.Dr.H.Faraggi, Herrn L. Farvacque, Herrn C.Gugler, Herrn Dr.H.Janszen, Herrn Dr.T. Johansson, Herrn Dr.J. Konijn, Herrn Dr.T. Krogulski, Herrn C.T. A.M. de Laat, Herrn J.C. Lugol, Herrn Dr.R. von Mutius, Herrn Dr.C.Petitjean, Herrn Prof.Dr.S.Polikanov, Herrn Dr.H.W. Reist, Herrn R. Reuter, Herrn F. Risse, Herrn Dr.L.A. Schaller, Herrn Prof.Dr.L. Schellenberg, Herrn A. Taal und Herr Prof.Dr.G. Tibell

danke ich für die aufgeschlossene wissenschaftliche Zusammenarbeit, die wesentlich zum Gelingen dieser Arbeit beigetragen hat.

Danken möchte ich auch der Studienstiftung des Deutschen Volkes für die großzügig gewährte Förderung.

L e b e n s l a u f

Name:	Johannes, Heinrich Hartfiel
Geburtstag:	6.3.1957
Geburtsort:	Bonn
Eltern:	Prof.Dr.Wilhelm Hartfiel und Ehefrau Dr.Maria Theresia Hartfiel geb. Müller
1965-1967	Besuch der kath.Volksschule der Stadt Euckirchen
1967-1975	Besuch des Städt.Emil-Fischer-Gymnasiums, Euskirchen
3.6.1975	Ablegung der Reifeprüfung
1975-1981	Studium an der Rheinischen Friedrich-Wilhelms-Universität Bonn
21.7.1981	Ablegung der Diplom-Hauptprüfung im Fach Physik
1981-1985	Doktorand am Institut für Strahlen- und Kernphysik der Universität Bonn